Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

herausgegeben von Professor Dr. Dr. h. c. **P. Debye**

unter Mitwirkung der

Physikalisch-Technischen Reichsanstalt

Schriftleitung: **Dr. Ludwig Bewilogua,** Berlin-Dahlem

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von durchschnittlich vier Bogen und wird vierteljährlich für RM 16.20 postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis RM 16.80 vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland RM 13.20, im Ausland RM 13.80. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen und Beilagen werden nach Tarif berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin-Dahlem, Boltzmannstraße 20, Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, zu senden. — Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

Nr. 23/24 | Ausgegeben im Dezember 1942 Nr. 1107/08. Printed in Germany | 43. Jahrgang

INHALT:

E. Grüneisen und K. Philipp, Nachruf für Hermann Reddemann. S. 505–506.

Abhandlungen:

C. Fischer, Kernumwandlung von Stickstoff durch schnelle Neutronen. S. 507–515.

H. Boersch, Aufbau und Anwendungsmöglichkeit einer elektronenmikroskopischen Anordnung. S. 515–520.

H. Schüler und A. Woeldike, Spektroskopischer Nachweis der *H*-Brückenbildung beim Chinon durch Elektronenstoßanregung. Mit Tafel XXII und XXIII. S. 520–525.

E. Rüchardt, Zur Theorie des Dopplereffektes und der Aberration. S. 525–526.

H. Ertel, Über hydrodynamische Wirbelsätze. S. 526–529.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^{h}\,40^{min}$ für Oktober 1942. S. 529.

J. Wallot, Zur Definition der Loschmidtschen Zahl. S. 530–531.

R. W. Pohl, Über die mit dem Wort Mol gebildeten Begriffe. S. 531–533.

Besprechungen: S. 533–535.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1942/43: S. 536.

Nachrichten: S. 536.

Titel und Register des Bandes: S. I–XI.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

MESSGERÄTE

„Kathograph" 1

ELEKTRONENSTRAHL-OSZILLOGRAPH

Das Gerät für Untersuchungen auf allen Gebieten der Fernmeldetechnik.

Verstärker: 10 Hz – 1 MHz
Kippgerät: 2 Hz – 150 kHz

Gleichzeitige Beobachtung **zweier Vorgänge** mittels Elektronenschalter Typ GM 4196.

Verlangen Sie Katalogblatt A 2 und H 3

PHILIPS
ELECTRO SPECIAL GMBH
BERLIN W 62 · KURFÜRSTENSTRASSE 126

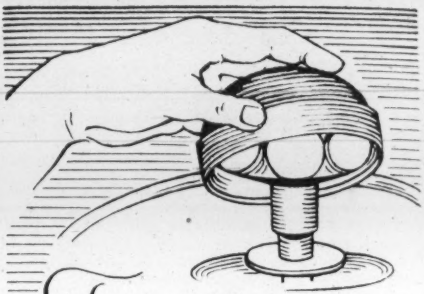
MESSGERÄTE · ELEKTRONENSTRAHLRÖHREN · SPEZIALRÖHREN

So einfach wird der **Stabilisator** angewendet:

Ausführliche Beschreibungen sendet auf Wunsch:

STABILOVOLT GMBH
BERLIN W 35 · LÜTZOWSTR. 96
Fernruf 219051

stv STABILISATOR

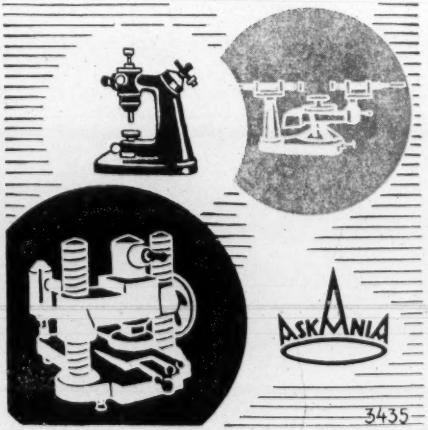


Feinheiten entscheiden

Darum ist regelmäßiges Prüfen optischer Bauteile während der Fertigung unerläßlich. Für diese Untersuchungen sowie für die Abnahme fertiger Instrumente beim Hersteller und Verbraucher haben sich unsere in jahrzehntelanger Arbeit entwickelten Geräte bewährt. Wir liefern: **Spektrometer, Dickenmesser, Sphärometer, Flächenprüfer, Interferenzgeräte, Fokometer, Kollimatoren, Objektivprüfgeräte, Glasspannungsprüfer.**

Verlangen Sie unsere ausführlichen Druckschriften

ASKANIA-WERKE
BERLIN-FRIEDENAU



ASKANIA

3435

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 23/24 — 15. Dezember 1942 — Redaktionsschluß für Nr. 1 am 15. Dezember 1942 — 43. Jahrgang

INHALT:

E. Grüneisen und K. Philipp, Nachruf für Hermann Reddemann. S. 505.

Abhandlungen:

C. Fischer, Kernumwandlung von Stickstoff durch schnelle Neutronen. S. 507.

H. Boersch, Aufbau und Anwendungsmöglichkeit einer elektronenmikroskopischen Anordnung. S. 515.

H. Schüler und A. Woeldike, Spektroskopischer Nachweis der *H*-Brückenbildung beim Chinon durch Elektronenstoßanregung. Mit Tafel XXII und XXIII. S. 520.

E. Rüchardt, Zur Theorie des Dopplereffektes und der Aberration. S. 525.

H. Ertel, Über hydrodynamische Wirbelsätze. S. 526.

A. Scheibe und U. Adelsberger, Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\ 40^{min}$ für Oktober 1942. S. 529.

J. Wallot, Zur Definition der Loschmidtschen Zahl. S. 530.

R. W. Pohl, Über die mit dem Wort Mol gebildeten Begriffe. S. 531.

Besprechungen. S. 533.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1942/43. S. 536.

Nachrichten. S. 536.

Titel und Register des Bandes. S. I bis XI.

Dr. Hermann Reddemann

Am 21. Dezember 1941 fiel im höchsten Norden im Alter von 33 Jahren Dr. Hermann Reddemann als Oberjäger und ROA. eines Gebirgsjägerregiments. Bei einem Gegenangriff traf eine Kugel eine im Koppel steckende Handgranate und brachte diese zur Explosion. Sein Grab liegt auf dem Heldenfriedhof in Parkina in Nordfinnland.

Hermann Reddemann, geboren am 5. September 1908 als Sohn des Oberregierungsrats Reddemann in Münster i. W., besuchte zunächst das Humanistische Gymnasium in Koblenz und nach Ausweisung seines Vaters aus dem Rheinland das Kreuzgymnasium in Dresden, wo er 1926 die Reifeprüfung ablegte. Er studierte in Dresden, Bonn, Freiburg und begann 1929 am Physikalischen Institut der Universität Marburg eine experimentelle Untersuchung über „Wärmeleitvermögen, Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl und Thermokraft in Quecksilbereinkristallen", auf Grund derer er am 25. November 1931 zum Dr. phil. promoviert wurde (1). Vom 1. April 1932 bis 15. April 1934 arbeitete Reddemann als Stipendiat der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft im Marburger Physikalischen Institut und im Frühjahr 1933 während dreier Monate im Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt. Gemeinsam mit E. Grüneisen griff er das Problem auf, die Wärmeleitfähigkeit der Metalle in die durch Elektronenleitung und Kristallgitterleitung bedingten Anteile aufzuspalten (2–4). Nach einer kurzen informatorischen Beschäftigung bei Frau Prof. L. Meitner im Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie in Berlin-Dahlem übernahm Reddemann im Sommer 1934 eine

Assistentenstelle am Laboratorium für technische Physik bei Prof. W. Meißner in München. Für die damals im Gang befindliche Neueinrichtung dieses Laboratoriums war Reddemann durch seine Tatkraft und Geschicklichkeit die rechte Hilfskraft. Daneben wirkte er während dieses Münchener Jahres bei der Abfassung des 11. Bandes (2. Teil) des Handbuchs für Experimentalphysik „Elektronenleitung, galvanomagnetische, thermoelektrische und verwandte Effekte" durch W. Meißner mit und führte eine experimentelle Untersuchung durch über die „Transversale Thermokraft in Einkristallen" (5). Trotz der hohen Befriedigung, die Reddemann die Tätigkeit in München sowie die Nähe der geliebten Berge gewährte, zog es ihn nach Berlin zurück, wo er sich vom Mai 1935 an im Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie mit der ganzen Lebendigkeit und Schaffenskraft, die ihn auszeichneten, dem in den letzten Jahren so stürmisch sich entwickelnden Gebiet der Kernphysik und insbesondere der Kernumwandlungen widmete. Da sich die neuaufgefundenen Neutronen als besonders wirkungsvolle Geschosse zur Erzielung von Kernumwandlungen erwiesen hatten, hatte Reddemann zunächst die Aufgabe übernommen, eine Hochspannungsanlage aufzubauen und ein Entladungsrohr zu entwickeln, das als künstliche Neutronenquelle besonders geeignet war (10). Anschließend daran hat Reddemann dann mehrere kernphysikalische Arbeiten ausgeführt (6–15).

Bei Kriegsausbruch war es für ihn kein Zweifel, daß nunmehr sein Platz an der Front sei. Nach Überwindung einiger Schwierigkeiten gelang es ihm, seine Einberufung zu einem Gebirgsjägerregiment zu erwirken. Mit großer Begeisterung nahm er an dem Feldzug in Griechenland teil. Eine im Kampf bei den Thermopylen erlittene Verwundung hielt ihn nicht lange von der Truppe fern. Im Herbst 1941 zog er mit seinem Regiment zur finnischen Front. Dort hat sich in festem Glauben an den Sieg sein Soldatenleben erfüllt. Die Wissenschaft verliert in ihm einen tatkräftigen, unvoreingenommenen jungen Forscher von stärkster Einsatzbereitschaft, seine Kollegen einen hilfsbereiten und stets fröhlichen Kameraden.

Veröffentlichungen

1) Wärmeleitvermögen, Wiedemann-Franz-Lorenzsche Zahl und Thermokraft von Quecksilbereinkristallen. Dissertation. Ann. d. Phys. (5) **14**, 139, 1932.
2) Die Norburysche Beziehung beim thermischen Widerstand der Metalle. Ann. d. Phys. (5) **20**, 502, 1934.
3) E. Grüneisen und H. Reddemann, Elektronen- und Gitterleitung beim Wärmefluß in Metallen. Ann. d. Phys. (5) **20**, 843, 1934.
4) Änderung der thermischen und elektrischen Leitfähigkeit eines *Bi*-Einkristalls im Magnetfeld. Ann. d. Phys. (5) **20**, 441, 1934.
5) Transversale Thermokraft in Einkristallen. Ann. d. Phys. (5) **29**, 286, 1937.
6) Hermann Reddemann und Fritz Straßmann, Über die Erzeugung des Silberisotops von 24 Minuten Halbwertszeit durch *Be*-Neutronen. Naturwiss. **25**, 458, 1937.
7) Hermann Reddemann, Einfangprozesse mit schnellen Neutronen. Naturwiss. **26**, 124, 1938.
8) Hermann Reddemann, Zur Kernisomerie beim Rhodium. Naturwiss. **26**, 125, 1938.
9) Hermann Reddemann und Fritz Straßmann, Ein neues radioaktives Silberisotop von langer Halbwertszeit. Naturwiss. **26**, 187, 1938.
10) H. Reddemann, Untersuchungen mit schnellen Neutronen. 1. Künstliche Neutronenquelle und Ausbeute an $D+D$-Neutronen. (Zeitschr. f. Phys. **110**, 373, 1938.
11) H. Reddemann, Künstliche Atomkernumwandlungen nach neuerer Forschung. Elektrotechn. Zeitschr. **60**, 1033, 1939.
12) H. Reddemann und H. Bomke, Absorption langsamer Neutronen in Uran. Naturwiss. **27**, 518, 1939.
13) H. Reddemann, Kernisomerie beim Strontium 87. Naturwiss. **28**, 110, 1940.
14) H. Reddemann, Zur Kernisomerie des Strontiums. Zeitschr. f. Phys. **116**, 137, 1940.
15) H. Bomke und H. Reddemann, Absorption langsamer Neutronen in seltenen Erden und in Kadmium. Im Druck.

E. Grüneisen
Physikalisches Institut der Universität Marburg

K. Philipp
Kaiser-Wilhelm-Institut für Chemie Berlin-Dahlem

ABHANDLUNGEN

Kernumwandlung von Stickstoff durch schnelle Neutronen[1])

Von Christian Fischer

Übersicht

Mit Hilfe von Ionisationskammer und Duantenelektrometer werden Kernumwandlungen untersucht, die durch Beschießung von Stickstoff mit schnellen Neutronen von kontinuierlicher Energieverteilung hervorgerufen werden. Die Energieverteilung der bei der Umwandlung entstehenden α-Teilchen zeigt ausgeprägte Maxima, die bestimmten diskreten Neutronenenergien entsprechen. Die Energien der Neutronen, bei denen solche Resonanzen auftreten, werden berechnet und die Werte mit Ergebnissen ähnlicher Arbeiten verglichen. Weiter werden unter der Annahme der Existenz eines bei der Umwandlung auftretenden Stickstoffzwischenkernes die Spektralterme dieses Zwischenkernes N^{15} ermittelt.

1. Einleitung

Man kann im Prinzip zwei verschiedene Methoden anwenden, um bei Kernumwandlungen die Zahl und die Energie der entstehenden Teilchen festzustellen. Erstens kann man ihre Reichweiten messen und aus der Reichweite-Energiebeziehung die Energien berechnen. Das geschieht durch Benutzung der Wilsonkammer oder der photographischen Platte. Zweitens kann man die bei der Zertrümmerung frei werdende Energie direkt bestimmen. Dazu dienen:

1. Die Ionisationskammer, verbunden mit einem Duantenelektrometer.
2. Die Ionisationskammer mit einem Proportionalverstärker.
3. Das Proportionalzählrohr.

Die Anwendung dieser drei Methoden bei Kernumwandlungen, bei denen starke γ-Strahlung anwesend ist, wurde von H. Pose (1) diskutiert. Bei der zweiten und dritten Meßmethode wird der ausgelöste Effekt verstärkt, mit dem Duantenelektrometer dagegen kann man infolge seiner hohen Ladungsempfindlichkeit die von einem einzelnen α-Teilchen erzeugte Ionisation direkt messen.

Das Duantenelektrometer ist bisher nur ganz selten zur Beobachtung von Umwandlungsprozessen durch Neutronen benutzt worden, obgleich derartige Messungen zu besonders zuverlässigen Ergebnissen führen. Denn durch alle Verstärkerapparate sind Schwankungen und andere Fehlermöglichkeiten bedingt, während bei dem einmal betriebsfertigen Duantenelektrometer Störungen überhaupt nicht auftreten, falls alle benutzten Batterien genügend konstant sind. Eine solche Anordnung ohne stromverbrauchende Röhren hat insbesondere dann Vorzüge, wenn es sich um Materialgewinnung zu einer Teilchenstatistik handelt, die wegen der Seltenheit der Effekte über längere Zeiträume erstreckt werden muß. Da das bei den vorliegenden Untersuchungen der Fall war, wurden sie mit einem Duantenelektrometer ausgeführt.

2. Umwandlungen von Stickstoff durch Neutronen

Bei der Beschießung von Stickstoff durch Neutronen sind folgende Prozesse möglich:

$$\text{(I)}\quad {}_7N^{14} + {}_0n^1 = {}_5B^{11} + {}_2\alpha^4$$

$$\text{(II)}\quad {}_7N^{14} + {}_0n^1 = {}_6C^{14} + {}_1p^1.$$

In einer Anzahl von Arbeiten (2) sind diese beiden Prozesse untersucht worden. Für die Umwandlung (I) ergeben die Massenwerte von M. S. Livingston und H. A. Bethe (3) eine Energietönung von $Q_{\text{I}} = -0{,}32$ MeV, die Versuche von E. Baldinger und P. Huber (4) $Q_{\text{I}} = -0{,}43 \pm 0{,}1$ MeV. Für den Prozeß (II) finden O. Huber, P. Huber und P. Scherrer (5) $Q_{\text{II}} = 0{,}55 \pm 0{,}03$ MeV; aus den Massenwerten läßt sich Q_{II} nicht bestimmen, da durch die Umwandlung $N^{14}\,(n;p)\,C^{14}$ die Masse des Kohlenstoffisotops C^{14} erst ermittelt wird.

In der vorliegenden Untersuchung wurden Neutronen einer *Rn-Be*-Strahlenquelle von 40 *mC* verwendet. Sie konnten durch einen Bleipanzer von 21 cm Dicke, der die γ-Strahlung des Radiums stark reduzierte, in eine Ionisationskammer eintreten. Bei Beschießung von Stickstoff mit langsamen Neutronen tritt nur der Prozeß (II) auf, da (I) endotherm verläuft. Die *Rn-Be*-Neutronen haben aber ein kontinuierliches Energiespektrum, in der Ionisationskammer werden also beide Prozesse stattfinden. Die Empfindlichkeit des Elektrometers wurde nun so gewählt, daß nur die α-Teilchen gut meßbare Effekte gaben, während die Protonen nur Ausschläge bis 1 mm Größe hervorriefen. In der Kurvenauswertung wurden nur Teilchen gezählt und ausgemessen, die größer als 1 mm waren und so nur der Prozeß $N^{14}\,(n;\alpha)\,B^{11}$ untersucht.

1) D 15 (gekürzt).

3. Ionisationskammer

Die Ionisationskammer bestand aus einem Kupferhohlzylinder, in dem eine aus drei Kupferdrahtringen hergestellte Kugel isoliert aufgehängt war. Eine solche Kupferdrahtkugel, wie sie z. B. von G. Hoffmann oder G. Dieck (6) verwendet wurde, hat den Vorteil, daß die Zahl der Teilchen, die aus der Wand der Ionisationskammer kommen und dadurch einen störenden Resteffekt hervorrufen, reduziert ist. Der Durchmesser der Drahtkugel betrug 2,8 cm. Der Stickstoff wurde aus einer Bombe entnommen, deren Füllung schon zwei Jahre unbenutzt im Institut aufbewahrt wurde. Dadurch ist eine etwa vorhandene Aktivität des Stickstoffes durch radioaktive Verunreinigung weitgehend abgeklungen. Der Druck im Ionisationsgefäß wurde 2,5 at gewählt, so daß die volle Reichweite aller entstehenden α-Teilchen ausgenutzt werden konnte. Als Auffänger wurde Kupferdraht von 0,5 mm verwendet. Die Entfernung vom Auffänger zur Wand des Zylindergefäßes war überall so groß, daß bei 2,5 at Druck keine Teilchen von der Zylinderwand zum Auffänger gelangen konnten. Nur an der Stelle, wo der Auffangdraht durch eine Bernsteinisolation durch die Kammerwand hindurchtritt, war ein Übergang von α-Teilchen aus der Wand auf den Draht möglich. Um solche unbeabsichtigte Übergänge zu verhindern, wurde der Draht noch bis zu einer Höhe von 2,5 cm mit einer dünnen Spirale aus Kupferdraht umgeben, die mit der Kammerwand verbunden war. Die Kammerwand war geerdet. An der Drahtkugel lag eine Spannung von +600 Volt, die aus Anodenbatterien entnommen wurde. Der andere Pol der Anodenbatterie war nicht direkt geerdet, sondern war über eine stromdurchflossene Widerstandswalze, die von einem Synchronmotor angetrieben wurde, mit der Erde verbunden. Durch passende Einstellung der Umdrehungsgeschwindigkeit und des die Walze durchfließenden Stromes konnte die durch die Höhenstrahlung und die γ-Strahlung des Radiums der Neutronenquelle bedingte allmähliche Aufladung des Elektrometers kompensiert werden.

4. Elektrometer

Der Auffänger der Ionisationskammer war direkt mit einem Duantenelektrometer (7) verbunden. Der Schaltplan für die Elektrometeranordnung ist in Fig. 1 gezeichnet.

Damit keine unbeabsichtigte Aufladung stattfinden konnte, war der Auffänger der Ionisationskammer bis zum Eintritt in das Elektrometer durch ein Zwischenstück geführt, das durch eine Gaedesche rotierende Quecksilberpumpe während der Registrierungen ausgepumpt wurde. Das Elektrometer wurde durch eine Ölpumpe auf etwa 0,1 mm evakuiert und das Vakuum nur gelegentlich erneuert. Die Entfernung zwischen Neutronenquelle und Ionisationsgefäß wurde so gewählt, daß etwa 50 Kernumwandlungen in der Stunde stattfanden. Da das Duantenelektrometer eine Schwingungsdauer von etwa 10 Sekunden hatte, war es ungünstig, mehr Prozesse pro Stunde zu registrieren, da es sonst zu oft vorkam, daß zwei Teilchen zusammenfielen und nicht unterschieden werden konnten.

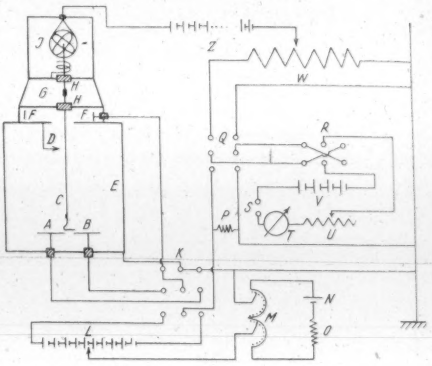


Fig. 1. Schaltplan der Elektrometeranordnung. *A*, *B* Duanten, *C* System mit Spiegel, *D* Erdungskontakt, *E* Elektrometer, *F* Influenzierungskondensator, *G* evakuiertes Zwischenstück, *H* Bernsteindurchführung, *I* Ionisationskammer, *K* Schaltwippe, *L* Batterie, ± 28 V, *M* Potentiometer, *N* Akku, 2 V, *O* Widerstand, 9000 Ω, *P* Normalwiderstand, 10 Ω, *Q* Schalter, *R* Stromwender, *S* Stromschlüssel, *T* Milliamperemeter, *U* Widerstand, 1–1000 Ω, *V* Akkubatterie, 2–120 V, *W* Widerstandswalze, *Z* Batterie, 600 V

An den beiden Duanten des Elektrometers lag eine feste Hilfsspannung von ± 28 Volt gegen das geerdete Gehäuse des Elektrometers. Die Mitte der Batterie wurde über ein Potentiometer mit dem Gehäuse bzw. der Erde verbunden; dabei konnte man durch Drehen an einer der beiden Potentiometerkurbeln die Spannung um je 100 oder 10 Millivolt ändern. Das Potentiometer wurde so eingestellt, daß nach dem Anlegen der Duantenspannung der Lichtzeiger des Elektrometers sich an einer passenden Stelle der Skala bzw. des photographischen Registrierpapiers einstellte. Außerdem konnte mit Hilfe der Potentiometerkurbeln der Lichtzeiger, wenn Ladungsübergänge stattgefunden haben, wieder in die Anfangsstellung zurückgebracht werden, ohne daß das Elektrometer erst geerdet werden

mußte. Das System, ein kleiner Platinflügel, an dem der Spiegel von 1,5 mm Durchmesser befestigt war, hing an einem 4 μ dicken Wollastonfaden 0,5 mm über den Duanten. Das Anlegen der Duantenspannung und das Erden und Enterden des Systems geschah durch eine Schaltwippe, die elektromagnetisch durch Druckknopfbedienung vom Beobachtungsplatz aus umgeschaltet werden konnte.

Zur Eichung des Elektrometers diente ein eingebauter Influenzierungsring. Nach Vergleich mit einem Thomsonschen Schutzringkondensator wurde die Kapazität des Influenzierungsringes zu 0,624 pF gemessen. Dann wurde das Instrument so justiert, daß die Skala linear war, also gleiche Ladungsänderungen dieselben Ausschläge des Elektrometers auf allen Teilen der Skala hervorriefen. Schließlich wurde die Ladungsempfindlichkeit durch Influenzieren einer bekannten Ladung an den Influenzierungsring bestimmt. 10 mA über 10 Ω an den Kondensator von 0,624 pF influenziert, also 62,4 mV pF = 390000 EQ. gaben einen Ausschlag von 42 ($\pm\frac{1}{2}$) mm. Demnach entsprach einem Ausschlag von 1 mm eine Ladung von 9300 ($\pm$ 50) EQ. Der Abstand der Skala vom Elektrometer betrug dabei etwa 2 m.

5. Bestimmung der Energie der α-Teilchen

Die Länge der einzelnen α-Teilchen auf den photographischen Registrierungen wird mit Hilfe eines Apparates ausgemessen, der von H. Ziegert (8) beschrieben wurde. Die Vorteile dieser Ausmessung sind, daß einmal der Apparat alle Stoßlängen um das 10fache vergrößert aufzeichnet, und daß man das Ergebnis der Registrierungen erst nach der Ausmessung aller Teilchen zu sehen bekommt, subjektive Fehler also ausgeschaltet sind.

Die ausgemessenen α-Stöße werden nun nach ihrer Länge und damit nach ihrer Ladung geordnet. Aus der Ladung kann man auf die kinetische Energie des Teilchens schließen, wenn man die mittlere Bildungsarbeit eines Ionenpaares kennt. Sie ist bei Stickstoff 35,0 eV pro Ionenpaar. Jetzt muß man nur noch berücksichtigen, daß die an der Ionisationskammer liegende Spannung noch nicht ausreicht, um volle Sättigung des Ionisationsstromes herbeizuführen. Auf Grund früherer mit Ionisationskammer und Duantenelektrometer ausgeführter Arbeiten kann man mit einer Sättigung von etwa 95 Proz. rechnen.

6. Restionisation

Der Grad der Sättigung läßt sich genauer aus der Verteilung der Ionenmengen der Restteilchen ablesen. Es werden in der Ionisationskammer einige α-Teilchen nämlich auch dann gebildet, wenn die Neutronenquelle entfernt wird. Diese α-Teilchen rühren her von einer nie ganz vermeidbaren Infektion des Materials und der Gasfüllung der Ionisationskammer mit radioaktiven Stoffen. 1687 Teilchen dieses Verseuchungseffektes wurden vor und während der eigentlichen Messung registriert und ausgemessen. Die Verteilungskurve von 1083 Teilchen, die bei der ersten Meßreihe registriert wurden, gibt die Fig. 2 wieder. Die Abszisse gibt die Ladung in mm Skalenteilen und EQ., die Ordinate die Teilchenzahl pro Stunde an.

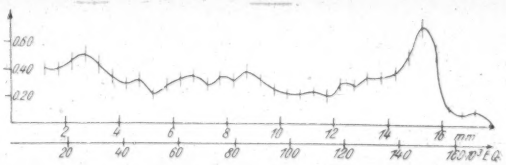


Fig. 2. Resteffekt. 1083 Teilchen, erste Meßreihe.

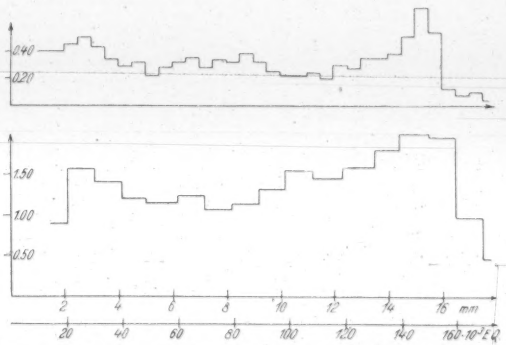


Fig. 3. Resteffekt. Vergleich der Kurve vorliegender Arbeit mit einer Messung von G. Dieck. Obere Kurve (Fischer) mit Kupferdrahtkammer, 600 V, Füllung N_2. Untere Kurve (Dieck) mit Kupferblechkammer, 600 V, Füllung N_2.

Fig. 3 zeigt die Verteilungskurve der Fig. 2 noch einmal, stufenförmig gezeichnet, und

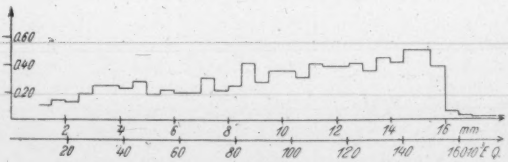


Fig. 4. Resteffekt. 604 Teilchen, zweite Meßreihe.

darunter zum Vergleich eine von G. Dieck (6) gemessene Kurve. Von G. Dieck wurde in Ionisationskammern aus verschiedenem Material der Resteffekt beobachtet. Die in Fig. 3 zum Vergleich gegebene Kurve gibt den Resteffekt, der mit einer Kammer aus *Cu*-Blech bei einer Kammerspannung von 600 Volt registriert wurde, also unter ganz ähnlichen Bedingungen wie die Kurve des Resteffektes der vorliegenden Arbeit. In beiden Kurven ist ein deutliches Maximum bei 150000 Ionenpaaren vorhanden, schwächere Maxima bei 25000 und 65000 Ionenpaaren. Das schwache Maximum in der oberen Kurve bei 85000 Ionenpaaren tritt bei anderen Messungen von G. Dieck ebenfalls auf und ist auch in den *Zn*-Registrierungen von H. Ziegert (8) deutlich sichtbar. In der hier wiedergegebenen Kurve von G. Dieck ist noch ein Maximum bei etwa 105000 Ionenpaaren vorhanden, das auf schwache Beimengung von Uran I zurückzuführen ist und in anderen Messungen von G. Dieck wieder verschwindet.

I. Schintlmeister (9) hat in einer zusammenfassenden kritischen Arbeit die Erscheinung des Resteffektes und seiner Herkunft behandelt und dabei außer eigenen Messungen auch die Untersuchungen von G. Dieck und H. Ziegert ausgewertet. Dort sind auch die möglichen Annahmen über den Ursprung der schwachen Maxima bei 25000, 65000 und 85000 Ionenpaaren diskutiert.

Das Maximum bei 150000 EQ. rührt offensichtlich von den α-Strahlen des Poloniums her. Es ist in der in dieser Arbeit gemessenen Kurve besonders deutlich, da vor dem Beginn der Untersuchungen mit demselben Elektrometer und im gleichen Raum Messungen mit *Po*-α-Strahlen durchgeführt worden sind. Dieses Maximum liegt bei 15,4 mm. Da das Elektrometer stets auf eine Empfindlichkeit von 9300 EQ. eingestellt war, so müßte das Maximum bei vollständiger Sättigung bei 16,1 mm liegen. Die Sättigung beträgt demnach 95,7 Proz. Unter Berücksichtigung des Sättigungsverzuges ergibt sich also pro mm Ausschlag eine abgeschiedene Ionenmenge von 9700 Ionenpaaren oder eine mittlere Energie von 340000 eV. Der durch die Ungenauigkeit in der Eichung des Elektrometers bedingte Fehler ist dabei ± 2000 eV.

Später wurde die Ionisationskammer nochmals sorgfältig gereinigt, zur Herstellung der Kugel neue Kupferdrähte verwendet und die Kugel in einem anderen Raum des Institutes zusammengesetzt. Der Resteffekt der mit dieser Kammer ausgeführten Messungen ist in Fig. 4 dargestellt. Das Polonium-Maximum bei 150000 EQ. ist stark abgeflacht.

7. Auswertung der Registrierungen

Um eine Energieverteilungskurve aufzustellen, die der wirklichen Energieverteilung möglichst nahekommt, müssen folgende Forderungen erfüllt sein:

1. Es müssen möglichst viele Teilchen beobachtet werden.
2. Bei der Einteilung der α-Stoßlängen bzw. Ionenmengen in Klassen darf man
   a) nicht zu große Klassen bilden, damit keine Einzelheiten verdeckt werden,
   b) nicht zu kleine Klassen bilden, damit ihre Besetzungszahlen nicht zu klein und somit die Fehler zu groß werden.
3. Die α-Längen müssen objektiv einwandfrei ausgemessen werden.

Zur Erfüllung der ersten Forderung wurden 8416 Teilchen ausgemessen. Zur Berücksichtigung der zweiten Forderung wurde zunächst eine Einteilung in Größenklassen von 0,5 mm = 4850 EQ. = 0,170 MeV vorgenommen. Bei dieser Einteilung ließen sich vorhandene Maxima gut erkennen und dabei ist der mittlere Fehler der Teilchenzahl in den einzelnen Ionenklassen verhältnismäßig klein. Die dritte Forderung wird erfüllt durch die Benutzung des erwähnten Stoßgrößenmeßapparates.

In Fig. 5 ist die Energieverteilung der α-Teilchen bei einer Einteilung in Größenklassen von 0,5 mm = 0,170 MeV dargestellt. Die Abszisse gibt die Länge der α-Teilchen in mm Skalenteilen, die Ionisation in EQ. und die Energie in MeV, die Ordinate die Anzahl der Teilchen pro Stunde in dem betreffenden Intervall. Der in jedem Intervall gesondert gemessene stündliche Resteffekt ist für jeden Kurvenpunkt abgezogen. An den einzelnen Kurvenpunkten ist stets der mittlere Fehler eingezeichnet, der sich aus dem Gesetz von Poisson ergibt.

Eine Willkür liegt noch in der Festsetzung der Größenklassen von 0,5 mm = 0,170 MeV. Um den Einfluß dieser willkürlichen Festlegung zu übersehen, wurden alle Registrierungen noch

einmal so ausgewertet, daß Intervalle von 0,125 MeV gewählt wurden. Entsprechend der Kurve in Fig. 5 wurde als Resultat dieser neuen Auswertung die Kurve in Fig. 6 gezeichnet. Man sieht, daß die mittleren Fehler in Fig. 6 schon ziemlich groß sind, so daß eine weitere Verkleinerung der Energieintervalle keine sicheren Ergebnisse mehr zeigen würde.

8. Resonanzstellen

Die Fig. 5 und 6 zeigen eine allmähliche Abnahme der Besetzung der einzelnen Energieklassen mit steigenden Energiewerten. Der Abfall ist aber nicht gleichmäßig, sondern es sind deutliche Maxima der Besetzungszahlen für einige Intervalle vorhanden. Die Fig. 5 zeigt als Gesamtergebnis der ersten Auswertung Maxima bei 4,61; 6,20; 7,62; 8,78; 9,72; 10,66 und 11,71 mm. Die Maxima bei 8,78 und 10,66 mm sind allerdings nicht so groß wie die fünf anderen und brauchen, wie man an den eingezeichneten mittleren Fehlern sieht, nicht als Maxima betrachtet zu werden. Die anderen fünf heben sich aber deutlich von dem Untergrund ab. Um die Anzahl und die Lage der Maxima bei einer anderen Einteilung der Energieintervalle kennenzulernen, wurde die zweite Auswertung vorgenommen (Fig. 6). Es finden sich Maxima bei 4,53; 6,28; 7,62; 9,72; 10,60 und 11,59 mm. Das Maximum bei 10,60 mm ist jedoch eben angedeutet und braucht nicht reell zu sein. Zwischen 8,70 und 8,80 mm könnte ebenfalls noch ein schwaches Maximum liegen, ebenso bei 12,35 mm. Deutlich sind wieder nur fünf Maxima. Die Übereinstimmung in der Lage der Maxima bei beiden Auswertungen ist gut. Als Mittelwerte ergeben sich 4,57; 6,24; 7,62; (8,78); 9,72; (10,63) und 11,65 mm. Da einem Ausschlag von 1 mm eine Energie von 340000 eV entspricht, so liegen also die Maxima bei 1,55; 2,12; 2,59; (2,98); 3,30; (3,62) und 3,96 MeV.

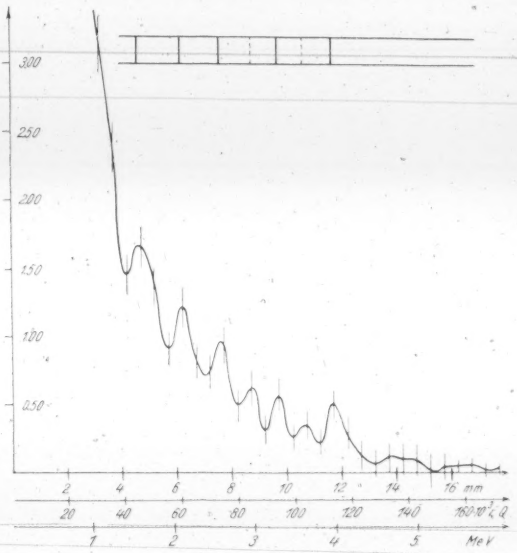


Fig. 5. Energieverteilung der α-Teilchen. Klassen von 0,170 MeV.

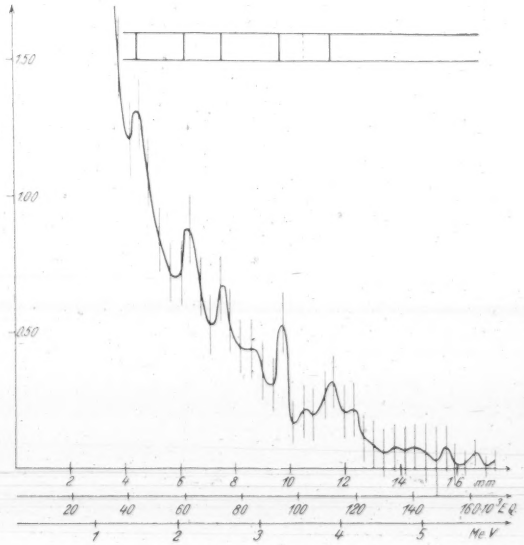


Fig. 6. Energieverteilung der α-Teilchen. Klassen zu 0,125 MeV.

Derartige Maxima sind seit den Arbeiten von H. Pose (10) bekannt für Kernumwandlungen mit Hilfe geladener Teilchen. Sie lassen sich als Resonanzeffekte deuten. Mit Hilfe von Neutronen, also ungeladenen Teilchen, lassen sich solche Resonanzen ebenfalls beobachten, falls man nur Neutronenstrahlen von gleicher Energie benutzt. Solche Versuche wurden von E. Baldinger, P. Huber und O. Huber (11) mit *d*-*d*-Neutronen ausgeführt. Man kann aber nach E. Wilhelmy (12) auch Resonanzen mit Neutronen von kontinuierlicher Energieverteilung ermitteln, wenn man aus den Maxima der Energieverteilung der bei einem $(n;\alpha)$- oder $(n;p)$-Prozeß entstehenden α-Teilchen oder Protonen, die man als „Austrittsresonanzen" deuten kann, die „Eintrittsresonanzen" der Neutronen aus der Energiebilanz der Reaktion berechnet. Diese Methode wurde auch der vorliegenden Arbeit zugrunde gelegt.

Man versteht den Kernumwandlungsprozeß am besten, wenn man nach N. Bohr (13) einen angeregten Zwischenkern annimmt, der aus dem beschossenen Kern und dem Geschoß besteht. Wenn nun die Energie des Stoßteilchen mit einem stationären Zustand des Zwischenkernes übereinstimmt, ist die Wahrscheinlichkeit sehr groß dafür, daß ein Zwischenkern gebildet wird, also eine Kernumwandlung stattfindet. Diese Resonanzstellen sind die Maxima in den Fig. 5 und 6. Es ist natürlich möglich, daß es noch weitere Resonanzstellen für bestimmte Neutronenenergien gibt, bei denen so wenig Teilchen ausgelöst werden, daß der Effekt mit der vorhandenen Apparatur nicht mehr nachweisbar ist, oder daß an bestimmten Resonanzstellen überhaupt keine Auslösung geladener Teilchen stattfindet, daß vielleicht Übergangsverbote bestehen. Der Zwischenkern kann also mehr Anregungszustände haben, als in der Energieverteilungskurve angegeben sind. Andererseits wäre es möglich, daß einige oder sogar alle Resonanzstellen nicht Anregungszustände des Zwischenkernes, sondern Anregungszustände des Endkernes sind. Es wäre dann nur ein Teil der verfügbaren Energie auf das Teilchen übertragen worden, der Restkern wäre angeregt zurückgeblieben und würde durch γ-Emission in den Grundzustand übergehen. Bei der Reaktion $N^{14}\,(n;\alpha)\,B^{11}$ zeigt sich aber durch Vergleich mit den Ergebnissen von W. Maurer (14) und A. Szalay (15), daß den beobachteten Maxima Anregungszustände des N^{15}-Zwischenkernes entsprechen.

Wenn eine Kernreaktion in der Ionisationskammer ohne Emission von α-Strahlen verläuft, so finden wir die gesamte bei der Reaktion frei werdende Energie als kinetische Energie der Kerntrümmer. Enthalten die Kerntrümmer keine Neutronen, so wird die kinetische Energie der Teilchen vollständig in der Kammer zur Ionisation der Atome verbraucht. Jeder Ionisationsstoß ist dann die Summe von Neutronenenergie und Wärmetönung der Umwandlung; für den Rückstoßkern ist dabei dieselbe Arbeit zur Bildung eines Ionenpaares als nötig angenommen wie für α-Teilchen. Unter der Voraussetzung, daß nach der Beschießung der N^{15}-Kern keine γ-Strahlung emittiert, bevor das α-Teilchen ihn verläßt, findet man also die Resonanzenergie E_n des Neutrons, indem man die Energietönung Q von der beobachteten Energie von α-Teilchen plus Borkern subtrahiert. Für die Energietönung des Prozesses $N^{14}\,(n;\alpha)\,B^{11}$ ist nach E. Baldinger und P. Huber (4) $Q = -0{,}43 \pm 0{,}1$ MeV angenommen.

In Tabelle I ist in Spalte 1 die beobachtete Energie $E_{\alpha+B}$ von α-Teilchen plus Borkern, in Spalte 2 die Energietönung Q, in Spalte 3 die Energie E_n der Neutronen, für die Resonanz eintritt, aufgeschrieben. In Spalte 4 ist die Anregungsenergie E_Z des Zwischenkernes, bezogen auf die Teilchenenergie Null berechnet. Man erhält E_Z, indem man die gemessenen $E_{\alpha+B}$ auf den Schwerpunkt des ganzen Systems umrechnet; es ist $15\,E_{\alpha+B} = 15\,E_Z + E_n$. In

Tabelle I

Berechnung der Spektralterme des N^{15}-Kernes aus den beobachteten Maxima der α-Energien

1	2	3	4	5
Beobachtete Energie von α-Teilchen plus Borkern	Energietönung	Energie der Neutronen	Anregungsenergie des Zwischenkernes	Spektralterme des Zwischenkernes
$E_{\alpha+B}$	Q	E_n	E_Z	E
1,55	0,43	1,98	1,42	12,52
2,12	0,43	2,55	1,95	13,05
2,59	0,43	3,02	2,39	13,49
(2,98)	0,43	(3,41)	(2,75)	(13,85)
3,30	0,43	3,73	3,05	14,15
(3,62)	0,43	(4,05)	(3,35)	(14,45)
3,96	0,43	4,39	3,67	14,77

Spalte 5 ist die Anregungsenergie E des Zwischenkernes dargestellt, aber jetzt auf seinen Grundzustand bezogen. E ergibt sich dadurch, daß man zu E_Z noch die Bindungsenergie eines α-Teilchens im normalen N^{15}-Kern addiert, aus den Massen erhält man dafür 11,10 MeV. Wenn man von einer „Spektroskopie der Atomkerne" sprechen will, so sind die E die „Spektralterme", die die stationären Zustände des Zwischenkernes erkennenlassen.

9. Vergleich der Ergebnisse mit anderen Arbeiten

Wir haben angenommen, daß der entstehende B^{11}-Kern sich nicht in einem angeregten Zustand befindet. W. Maurer (14) hat nun den Prozeß $B^{11}(\alpha; n)N^{14}$ untersucht, also Bor mit α-Teilchen beschossen und an den Neutronen die Eindringungsresonanzen der α-Teilchen festgestellt.

In Tabelle II werden die von Maurer gemessenen Eintrittsresonanzen und die von Wilhelmy gemessenen Austrittsresonanzen mit den in dieser Arbeit gefundenen Resonanzstellen verglichen. In Spalte 1 sind angegeben die von Maurer gemessenen Reichweiten R_α (in cm), bei denen Resonanz zu beobachten war. Durch die Untersuchung der Anregungsfunktion von $B^{10}(\alpha; n)N^{13}$ durch Szalay (15) wird bestätigt, daß alle von Maurer dem B^{11}-Isotop zugeschriebenen Resonanzen wirklich zu dem Prozeß $B^{11}(\alpha; n)N^{14}$ gehören. Auch die Gruppe der Reichweite $R_\alpha = 1{,}82$ cm gehört nach Szalay zu diesem Prozeß und nicht, wie Maurer noch annahm zu $B^{10}(\alpha; n)N^{13}$. In Spalte 2 stehen die von Maurer aus den R_α berechneten Energien E_α, in Spalte 3 die Energien E_α, die sich aus den R_α nach einer neueren Reichweite-Energiebeziehung von M. G. Holloway und M. S. Livingston (16) ergeben, die nur wenig von der meistens benutzten Reichweite-Energiekurve bei M. S. Livingston und H. A. Bethe (17) abweicht. In Spalte 4 wurden aus den E_α der Spalte 3 unter Berücksichtigung der Schwerpunktsbewegung die Energien $E_{\alpha+B}$ ausgerechnet; es ergibt sich $E_{\alpha+B}$ aus der Beziehung $11\,E_\alpha = 14\,E_{\alpha+B} - Q$. Spalte 5 zeigt die von Wilhelmy gemessenen Resonanzenergien $E_{\alpha+B}$, Spalte 6 die in vorliegender Arbeit gemessenen $E_{\alpha+B}$, alle Energien in MeV gemessen.

Um überblicken zu können, wie gut die Ergebnisse von Wilhelmy und Maurer mit den Messungen der vorliegenden Arbeit übereinstimmen, wurden noch die Fehlergrenzen der Niveaus bestimmt. In Fig. 7 sind die Meßpunkte der Fig. 5 nochmals aufgetragen, aber mit Hilfe der Fehlerpunkte jetzt anstatt der Kurve ein Band gezeichnet. Die Extremlagen der möglichen Kurven, die man innerhalb des Bandes zeichnen kann, geben, wie Abb. 7 zeigt, die Grenzen der Genauigkeit in der Bestimmung der Lage eines Maximums. Man sieht auch in dieser Figur, daß man die Kurven innerhalb des Bandes so legen kann, daß die Maxima bei 8,78 und 10,66 mm nicht auftreten, während die fünf übrigen Maxima stets vorhanden sind, wie man die Kurve auch legen mag.

In Fig. 8 sind die in dieser Arbeit gefundenen Niveaus gezeichnet und zum Vergleich darüber die von Wilhelmy gemessenen Maxima, darunter die aus den Reichweitegruppen von Maurer mit Hilfe der Reichweite-Energiebeziehung von Holloway und Livingston berechneten Werte.

Man kann feststellen, daß die vier von Wilhelmy gefundenen Resonanzstellen mit den in dieser Arbeit gemessenen Maxima innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmen. Die in vorliegender Arbeit gefundenen Resonanzen sind innerhalb der Fehlergrenzen alle auch von Maurer gemessen worden, wenn man die Reichweiten von Maurer nach einer neueren Reichweite-Energiebeziehung umrechnet. Alle fünf

Tabelle II

Vergleich der Messungen von Maurer, Wilhelmy und Fischer

1	2	3	4	5	6
Gemessen von Maurer	Aus den R_α berechnet von Maurer	Aus den R_α berechnet nach Holloway und Livingston	Aus den E_α der Spalte 3 berechnet	Gemessen von Wilhelmy	Gemessen von Fischer
R_α	E_α	E_α	$E_{\alpha+B}$	$E_{\alpha+B}$	$E_{\alpha+B}$
1,0	1,76	1,89	1,51	1,42	1,55
1,47	2,53	2,65	2,12	2,04	2,12
1,82	3,02	3,14	2,50	2,59	2,59
2,15	3,42	3,57	2,83		(2,98)
2,75	4,11	4,24	3,37	3,21	3,30
3,33	4,73	4,82	3,82		(3,62)
3,51	4,91	4,99	3,96		3,96

Resonanzstellen entsprechen also Anregungszuständen des Zwischenkernes. Zwei von Maurer noch festgestellte Maxima konnten weder in der vorliegenden Untersuchung noch von Wilhelmy bestätigt werden. Sie gehören entweder zum Prozeß $B^{10}(\alpha; n)N^{13}$ oder man muß annehmen, daß es bei einigen Energiezuständen

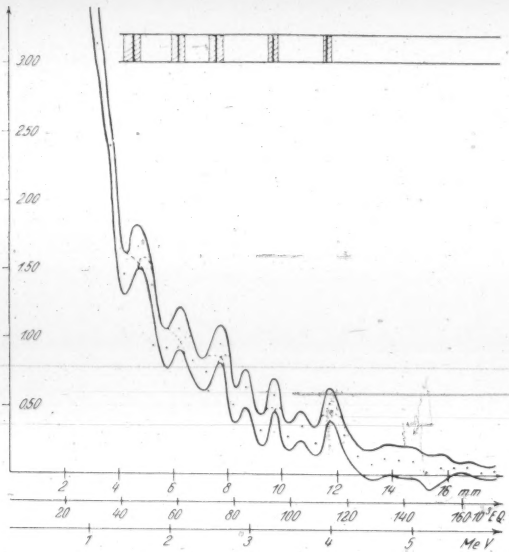


Fig. 7. Energieverteilung der α-Teilchen. Bestimmung der Fehlergrenzen.

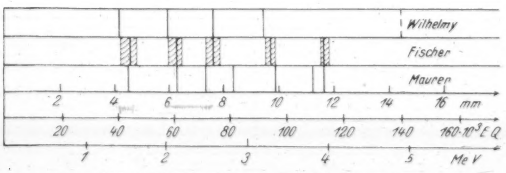


Fig. 8. Spektralterme des N^{15}-Kernes.

des N^{15}-Kernes Übergangsverbote für α-Teilchen gibt. Es würde dann außer den durch Resonanzaustritt von α-Teilchen feststellbaren Anregungszuständen noch weitere angeregte Zustände geben, die durch Austrittsresonanzen nicht beobachtbar sind. Wilhelmy findet noch Anzeichen unaufgelöster Gruppen in der Gegend von 4,9 MeV. Solche Gruppen wurden bei der vorliegenden Untersuchung nicht festgestellt.

Für die Abstände der Spektralterme E des N^{15}-Kernes ergeben sich nach Tabelle I Energiedifferenzen von der Größenordnung 1 MeV. Man kann diese Termabstände nach H. A. Bethe (18) berechnen unter Zugrundelegung bestimmter Annahmen über den Aufbau der Kerne. Nach dem Kernmodell von H. A. Bethe (19) und J. R. Oppenheimer (20) ergeben sich Termabstände (in MeV) von

$$D = \left(\frac{18}{5}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \frac{A^2 U^2}{\zeta_0} \cdot e^{-\pi \sqrt{\frac{4AU}{\zeta_0}}},$$

wo ζ_0 eine Konstante ist, die für leichte Kerne nach J. Bardeen (21) den Wert $\zeta_0 = 22{,}1$ MeV hat. A ist das Atomgewicht, U die Anregungsenergie in MeV. Wenn man $U = 13$ MeV nach Tabelle I annimmt, ergibt sich für $A = 15$

$$D = 1{,}050 \text{ MeV},$$

also gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Tabelle I.

10. Zusammenfassung und Schluß

Die vorliegende Untersuchung zeigt, daß das Duantenelektrometer prinzipiell als Meßinstrument für Resonanzeffekte, die durch Neutronen ausgelöst werden, sehr gut geeignet ist. Der Einfluß der γ-Strahlung der hier verwendeten starken *Rn-Be*-Neutronenquelle läßt sich so stark reduzieren, daß die Endergebnisse der Messungen auch bei einer nicht allzu großen Zahl von beobachteten Teilchen sehr zuverlässig sind. Nachdem die durch Neutronen aus einem Gas ausgelösten Teilchen mit Erfolg untersucht wurden, sollen in nächster Zeit feste Substanzen, zunächst Beryllium, in ähnlicher Weise zur Untersuchung gelangen.

Herrn Prof. Dr. G. Hoffmann, meinem verehrten Lehrer, habe ich herzlich zu danken für die Anregung zu dieser Arbeit und wertvolle Unterstützung bei ihrer Ausführung. Herrn Prof. Dr. W. Heisenberg, Herrn Doz. Dr. F. H. Müller und Herrn Prof. Dr. H. Pose danke ich für zahlreiche Ratschläge.

Literaturverzeichnis

1) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **102**, 379, 1936.
2) N. Feather, Proc. Roy. Soc. **136**, 709, 1932; **142**, 689, 1933; L. Meitner und K. Philipp, Naturwiss. **20**, 929, 1932; Zeitschr. f. Phys. **87**, 484, 1934; W. D. Harkins, D. M. Gans und H. W. Newson, Phys. Rev. **44**, 529, 1933; F. N. D. Kurie, Phys. Rev. **47**, 97, 1935; T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **48**, 469, 1935; **49**, 223, 778, 1936; **50**, 781, 1936.
3) M. S. Livingston und H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 373, 1937.
4) E. Baldinger und P. Huber, Helv. Phys. Acta **12**, 330, 1939.
5) O. Huber, P. Huber und P. Scherrer, Helv. Phys. Acta **13**, 209, 1940.
6) G. Hoffmann, Ann. d. Phys. **62**, 738, 1920; G. Dieck, Zeitschr. f. Phys. **90**, 71, 1934.
7) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. **13**, 480, 1029, 1912; Ann. d. Phys. **42**, 1196, 1913; **52**, 665, 1917; **80**, 779, 1926.
8) H. Ziegert, Zeitschr. f. Phys. **46**, 668, 1928.
9) I. Schintlmeister, Wiener Ber. **144**, 475, 1935.
10) H. Pose, Zeitschr. f. Phys. **64**, 1, 1930; **67**, 194, 1931.
11) E. Baldinger, O. Huber und P. Huber, Helv. Phys. Acta **12**, 330, 1939; **13**, 212, 1940; **14**, 163, 1941.
12) E. Wilhelmy, Zeitschr. f. Phys. **107**, 769, 1937.
13) N. Bohr, Nature **137**, 344, 1936.
14) W. Maurer, Zeitschr. f. Phys. **107**, 721, 1937.
15) A. Szalay, Zeitschr. f. Phys. **112**, 29, 1939.
16) M. G. Holloway und M. S. Livingston, Phys. Rev. **54**, 31, 1938.
17) M. S. Livingston und H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 266, 1937.
18) H. A. Bethe, Rev. Mod. Phys. **9**, 79, 1937.
19) H. A. Bethe, Phys. Rev. **50**, 332, 1936.
20) J. R. Oppenheimer und R. Serber, Phys. Rev. **50**, 391, 1936.
21) J. Bardeen, Phys. Rev. **51**, 799, 1937.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität, im Juli 1942.

(Eingegangen 30. Juli 1942)

Aufbau und Anwendungsmöglichkeit einer elektronenmikroskopischen Anordnung

Von H. Boersch

Zur Lösung einer Reihe methodischer Aufgaben wurde ein elektrostatisches Elektronenmikroskop konstruiert, über dessen Aufbau und wichtigste Anwendungsmöglichkeiten in dieser und einigen folgenden Arbeiten berichtet werden soll. Der Aufbau des Geräts wurde einmal durch die Forderung bedingt, in möglichst universeller Verwendbarkeit Abbildungen hoher Auflösung nach dem Prinzip der normalen zweistufigen Abbildung und des Schattenbildverfahrens sowie Beugungsuntersuchungen ebenfalls hoher Auflösung nach der Fraunhoferschen und Fresnelschen Methode zu ermöglichen. Andererseits mußte auf die begrenzten Mittel der Institutswerkstatt Rücksicht genommen werden, so daß daher einfachste Gestaltung aller Einzelteile zwingend notwendig war.

Die Kombination übermikroskopischer Abbildung und Fraunhoferscher Elektronenbeugung ist deshalb besonders wertvoll, weil die Präparate für beide Untersuchungsmethoden gleich geeignet sind und weil die Auflösung der Elektronenmikroskope heute bei weitem noch nicht die Größenordnung der mit Hilfe der Elektronenbeugung erfaßbaren Atomabstände erreicht. Das Elektronenmikroskop vermittelt daher vorläufig nur ein Bild einer mittleren Massendichteverteilung des Objekts, ohne einen Einblick in den atomaren Aufbau des Objekts verschaffen zu können. Dagegen liefert das Beugungsdiagramm zwar Aussagen über den „durchschnittlichen" Kristallgitteraufbau, die kristallographische Orientierung und die Ausdehnung der kohärent streuenden Bezirke des Objekts; aber hier bleibt wiederum die Frage nach der Verteilung dieser Struktur- und Texturaussagen über die Fläche des untersuchten Objektbezirks unbeantwortet. Für die Lösung vieler Probleme ist es daher äußerst wichtig, elektronenmikroskopische Untersuchungen durch Beugungsuntersuchungen ergänzen zu können.

Die Bedeutung dieser Ergänzung veranlaßte den Verfasser seinerzeit zu einer systematischen Untersuchung der Zusammenhänge von Bild und Beugungsbild[1]) sowie zur Angabe und Durchführung einer Methode zu ihrer gleichzeitigen Gewinnung[2]). In der Folgezeit hat sich der diesen Untersuchungen zugrunde liegende Gedanke der ergänzenden Anwendung von Bild und Beugungsbild in verschiedenen Arbeiten[3]) bewährt. Ruska[3]) hat dabei eine Methode zur Gewinnung von Beugungsdiagrammen im Übermikroskop angegeben, die auf eigene frühere Versuchsergebnisse zurückgeht[4]). v. Ardenne[5])

1) H. Boersch, Ann. d. Phys. **26**, 631, 1936. Hierbei gelang es beispielsweise außer dem gewohnten Bild der Massendichteverteilung auch ein Bild der Verteilung kristallographischer Orientierungen zu erhalten.

2) H. Boersch, Ann. d. Phys. **27**, 75, 1936.

3) H. O'Daniel und O. Radczewski, Naturwiss. **28**, 628, 1940; E. Ruska, Wiss. Veröff. Siemens, S. 372, 1940; H. Mahl, Kolloid-Zeitschr. **100**, 219, 1942; G. Hass, Kolloid-Zeitschr. **100**, 230, 1942.

4) B. v. Borries und E. Ruska, Zeitschr. f. Phys. **83**, 187, 1933.

5) M. v. Ardenne, Zeitschr. f. Phys. **116**, 730, 1940.

liat eine weitere Lösung der schon vorher vom Verfasser[2]) gestellten und prinzipiell gelösten Aufgabe der Gewinnung von Beugungsdiagrammen sehr kleiner und kontrollierbarer Objektbezirke beschrieben. Von Mahl[6]) wurde, einer Anregung des Verfassers folgend, in das elektrostatische Übermikroskop ebenfalls eine Elektronenbeugungseinrichtung eingebaut.

Neben dieser Aufgabe, eine bequeme Ergänzung der Abbildungs- und Beugungsmethoden zu ermöglichen, stehen die nicht minder wichtigen Aufgaben, eine Weiterentwicklung der Fraunhoferschen und Fresnelschen Beugungsmethoden im Hinblick auf ein höheres Auflösungsvermögen durchzuführen. Es wird sich im folgenden zeigen, daß die Forderungen der verschiedenen Untersuchungsmethoden sich auf Grund der leichten Veränderlichkeit der Brennweite von Elektronenlinsen in einer Apparatur erfüllen lassen, ohne daß der Nachteil einer Kompromißlösung erkennbar wird. Eine solche Apparatur hat den großen Vorteil, daß zur Durchführung der verschiedenen Untersuchungsmethoden nur ein einzelnes Gerät betreut zu werden braucht.

Versuchsanordnung

Der Aufbau schließt sich im einzelnen eng an die schon im Schattenmikroskop[7]) bewährten Konstruktionen an. Das Gerät besteht demzufolge aus einem Vakuumrohr (Fig. 1), in das das Linsensystem (Fig. 2), das aus zwei fest miteinander verbundenen Linsen L_1 und L_2 (Fig. 3) besteht, eingehängt wird. Hierdurch ist eine sehr einfache und leichte Auswechselbarkeit der Linsen ohne größere Montagearbeit gegeben. Das Vakuumrohr endet unten in einer Photokassette; seine obere Öffnung wird durch einen Deckel, auf den das zentrierbare Kathodensystem montiert ist, abgeschlossen.

Aus Gründen der Einfachheit mußte auf den Einbau von Schleusen für Objekt und Photomaterial verzichtet werden. Durch günstige Bemessung der Pumpleitungsquerschnitte konnte allerdings die Pumpzeit vom Schließen des Gefäßes bis zur Erreichung des Arbeitsdruckes von 10^{-4} Torr auf 3 Minuten herabgesetzt werden.

Zum Unterschied gegenüber den bisherigen Elektronenmikroskopen ist das Gerät mit zwei Objekttischen O_1 und O_2 (vgl. Fig. 1 und 4) versehen, die sich oberhalb bzw. unterhalb der Linsen L_1 und L_2 befinden und durch Verschlüsse mit Präparaten beschickt werden können. Beide Objekttische gestatten eine seitliche und axiale[8]) Verschiebung der Objekte.

Als Linsen wurden elektrostatische Hochspannungseinzellinsen kurzer Brennweite[9]) gewählt (Fig. 3). Die Wahl fiel auf diese Linsen, weil von früheren Arbeiten her Erfahrungen mit ihnen vorlagen, weil sie ferner gegenüber den magnetischen Linsen den Vorteil der leichteren Herstellbarkeit und des geringeren Materialbedarfs aufweisen und weil sie besonders geringe Ansprüche an die Konstanz der Hochspannung stellen. Die Linsen bestehen aus den beiden Außenelektroden, die mit dem Linsengehäuse verbunden sind und auf Erdpotential liegen, und der Mittelelektrode, die, vom Gehäuse isoliert, in einen Hartgummiisolator gefaßt ist. Über die Hochspannungszuführung ist die Mittelelektrode mit der Hochspannung verbunden. Die Linsen wurden für eine Spannungsdifferenz von 80 kV zwischen Mittelelektrode und Außenelektrode konstruiert. Bei einer betriebsmäßig aufrechtzuerhaltenden Feldstärke von 200 kV/cm bedeutet dies einen Abstand von 4 mm zwischen Mittel- und Außenelektrode. Die Notwendigkeit, die Objekte in den angenähert feldfreien Raum der Außenelektrode zu verlegen, bringt die für die Übermikroskopie verhältnismäßig hohe Minimalbrennweite von etwa 5,1 mm mit sich, falls die Mittelelektroden an Kathodenpotential gelegt sind. Zur Erzielung anderer, größerer Brennweiten werden die notwendigen Potentiale einem Potentiometer von $54 \cdot 10^8\,\Omega$ entnommen, das zwischen Kathode und Erde liegt. Um Fehler durch Astigmatismus usw. zu vermeiden, müssen die Achsen der Elektroden beider Linsen möglichst exakt zusammenfallen. Aus diesem Grunde sind sämtliche Teile auf der Drehbank auf etwa 0,01 mm laufend hergestellt und durch das Verbindungsrohr zu einem System vereinigt. Infolge der Konstruktion brauchen die einzelnen Teile bei der Montage ohne besondere Justierungsmaßnahmen nur ineinandergesteckt zu werden. Durch die konstruktive Trennung des Aufbaues in Vakuumgefäß und Linsensystem werden die Linsen und ihre Verbindung mechanisch nicht beansprucht.

Innerhalb der Außenelektroden sind die Objekte O_1, O_2 bzw. die Apertur- und Gesichtsfeldblenden B_2 bzw. B_3 (Fig. 4) angeordnet. Wäh-

6) H. Mahl, Chem. Fabrik **14**, 279, 1941.

7) H. Boersch, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 346, 1939.

8) Statt der axialen Verschiebung der Objekte kann selbstverständlich eine entsprechende Brennweitenänderung der Elektronenlinsen treten, wie sie z. B. in den magnetischen Elektronenmikroskopen zur Scharfstellung üblich ist.

9) Die elektrostatischen Hochspannungseinzellinsen wurden zum Teil gemeinsam mit H. Mahl entwickelt; vgl. H. Mahl, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 316, 1939; H. Boersch, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 346, 1939.

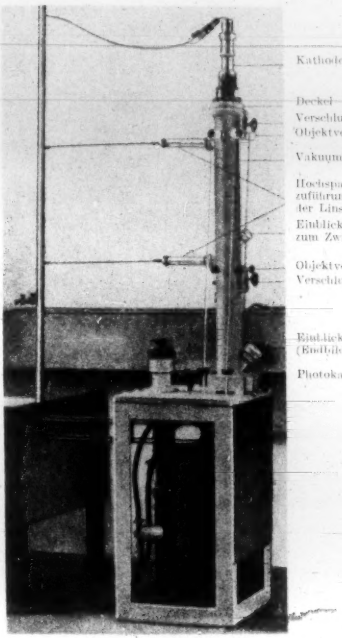


Abb. 1. Elektrostatisches Elektronenmikroskop. (Links Batteriekasten.)

Besonderer Wert wurde auf die Ausschaltung magnetischer Gleich- und Wechselfelder durch zweifache „Mu-Metall"-Abschirmung gelegt. Aus dem gleichen Grunde wurden die Träger der Anoden-, Objekt-, Apertur- und Gesichtsfeldblenden aus schwedischem Holzkohleneisen angefertigt.

Das Vakuumgefäß wird oben durch einen Deckel abgeschlossen, in den der Träger der Anodenblende B_1 eingesetzt ist. Durch Verschieben des Deckels wird die während des Betriebes kontrollierbare Einstellung der Anodenblende auf die Achse des Linsensystems vorgenommen. Auf den Abschlußdeckel ist ferner das Kathodensystem, bestehend aus dem Flansch mit Federkörper, dem Isolator und der eigentlichen, mit einem Wehnelt-Zylinder versehenen Haarnadelkathode, verschiebbar aufgesetzt. Diese Verschiebung zusammen mit der Kippung über einen Federkörper ermöglicht die Einstellung des Elektronenstrahls auf die Achse des Linsensystems.

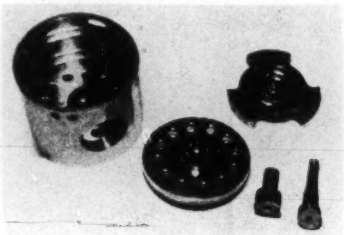


Abb. 3. Elektrostatische Linse mit Trägern der Objekt- und Aperturblenden.

rend die Objekte mittels der Objekttische bewegt werden können, sind die Apertur- und Gesichtsfeldblenden in den Außenelektroden eingepaßt. Besonders wichtig ist die axiale Lage der Aperturblende B_2. Da die Bohrung des Blendenplättchens meistens nicht zentrisch sitzt, kann die Aperturblende mittels einer besonderen Vorrichtung in ihrer Halterung außerhalb des Elektronenmikroskops unter lichtmikroskopischer Kontrolle auf einige μ genau zentriert werden.

In den Photoansatz am unteren Ende des Rohrs können Platten vom Format $6{,}5 \times 9$ cm oder Kleinbildfilmpatronen mit Kinofilm eingesetzt werden. Die Zahl der Aufnahmen richtet sich in beiden Fällen nach der Unterteilung. Zur Beobachtung des Leuchtschirms dient eine etwa zehnfach vergrößernde lichtoptische Einrichtung hoher Lichtstärke. Die Unempfindlichkeit des Geräts gegen Erschütterungen gestattete die Leybold-Öldiff.-Pumpe P, mit der allein das Hochvakuum erzeugt wurde, unter Zwischenschaltung des Hahns direkt an das Mikroskop anzuflanschen. Es

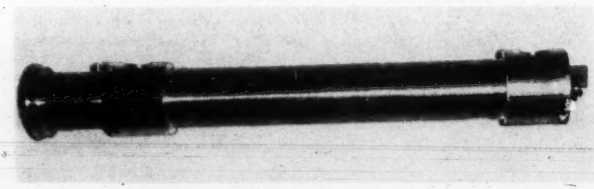


Abb. 2. Linsensystem mit den Linsen L_1 und L_2.

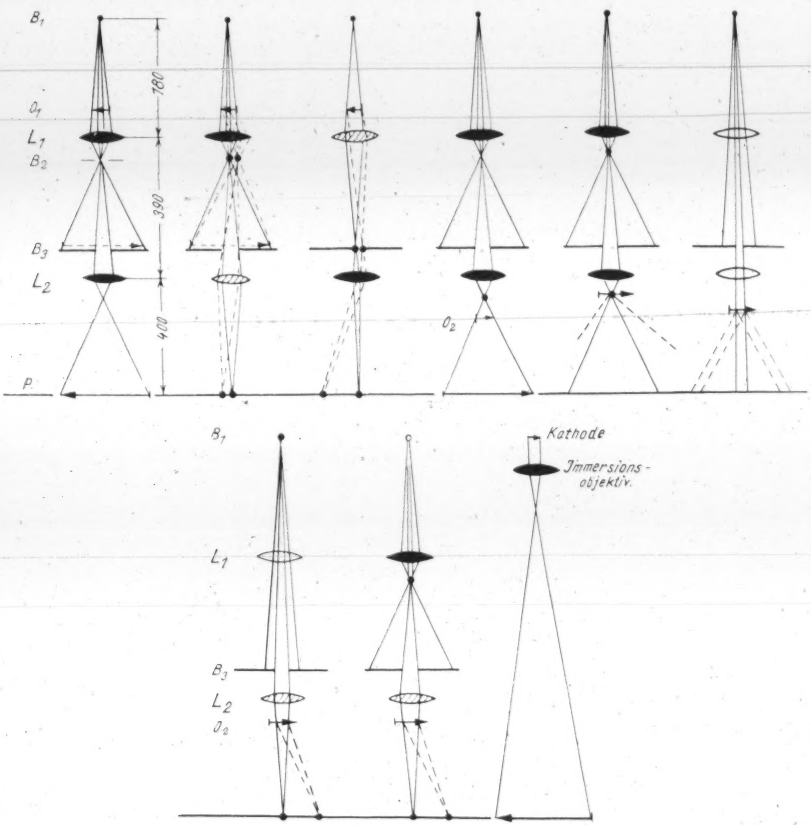


Abb. 4. Abbildungs- und Beugungsmethoden.

konnte daher die gesamte Pumpanlage mit Öldiff.-Pumpe, Vorvakuumbehälter, Ventilen, Wasserdruckschalter sowie Relais, Schalter und Widerstände in dem als Mikroskopstativ dienenden Tisch von den Ausmaßen 40 × 40 × 70 cm untergebracht werden.

Methodische Möglichkeiten

Mit der angegebenen Anordnung sind eine Reihe von Untersuchungsmethoden durchführbar, von denen eine Auswahl mit ihren charakteristischen Merkmalen angeführt seien (vgl. Fig. 4a bis l).

I. Objekt auf Objekttisch der Linse L_1

a) Abbildung des Objekts mit zwei Linsen[10]). Beide Linsen minimale Brennweite. Vergrößerung etwa 6000:1. Auflösung etwa 80 Å. Übergang von der Hellfeld- zu einseitiger schiefer Dunkelfeldbeleuchtung[11]) durch seitliche Verschiebung der Anodenblende B_1.

b) Fresnelsche Beugung[12]). Anordnung wie a). „Unscharfe" Einstellung des Objekts!

10) Vgl. z. B. E. Ruska und B. v. Borries, Ergebn. d. exakten Naturwiss. **19**, 237, 1940; H. Mahl, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 316, 1939.
11) H. Boersch, Ann. d. Phys. **26**, 631, 1936.
12) H. Boersch, Naturwiss. **28**, 709, 1940; Habilitationsschrift, Wien 1942.

Zur Erzielung hoher Auflösung ist eine möglichst geringe Beleuchtungsapertur notwendig, die entweder durch eine sehr kleine Anodenblende (5–20 μ Durchmesser) oder durch elektronenoptische Verkleinerung der normalen Anodenblende mittels einer zusätzlichen dritten Linse zwischen Objekt und Anodenblende erzielt wird.

c) Fraunhofersche Beugung[13]. Linse L_1 minimale Brennweite. Die Brennweite von L_2 ist so gewählt, daß das in der hinteren Brennebene von L_1 entstehende Beugungsbild auf der Photoschicht abgebildet wird. Damit das gesamte Beugungsbild zur Abbildung gelangt, muß unter Umständen die Aperturblende B_2 der Linse L_1 entfernt werden. Der Übergang von der Abbildungsmethode a) zur Beugungsmethode c) erfolgt in einfacher Weise durch Änderung der Brennweite von L_2. Da hierbei die Einstellung des Objekts und der Linse L_1 unverändert bleibt, wird das Beugungsbild allein von demjenigen Teil des Objekts entworfen, der mit der Methode a) abgebildet war. Der Objektbezirk, von dem Bild und Beugungsbild entworfen werden, ist durch das Verhältnis des Durchmessers der Bildfeldebene B_3 der Linse L_2 zur Vergrößerung des Objekts durch die Linse L_1 gegeben und kann dadurch äußerst klein gehalten werden.

d) Fraunhofersche Beugung. Linse L_2 minimale Brennweite. Die Brennweite der Linse L_1 ist so gewählt, daß das von ihr entworfene Bild der Anodenblende B_1 bzw. das Beugungsbild des Objekts durch die Linse L_2 vergrößert auf der Photoschicht abgebildet wird. Die Beugungsaufnahme ist durch die Bildfeldblende der Linse L_2 auf die nächste Umgebung des Primärstrahls beschränkt. Die Erzielung hoher Auflösung ist durch die Verwendung entsprechend kleiner Anodenblenden möglich, wobei die Auflösung infolge der elektronenoptischen Nachvergrößerung des Beugungsbildes nicht durch das Korn der Photoschicht begrenzt wird. Der Übergang zu den Abbildungs- und Beugungsmethoden a) und b) erfolgt einfach durch Änderung der Linsenbrennweiten.

II. Objekt auf Objekttisch der Linse L_2

e) Schattenmikroskopische Abbildung[14]. Beide Linsen minimale Brennweite. Die Anodenblende B_1 wird im Verhältnis 1:2500 verkleinert hinter der Linse L_2 abgebildet. Vergrößerung des Schattenbildes des Objekts durch axiale Verschiebung variabel bis etwa 4000:1. Maximale Auflösung bisher 250 Å. Mit der Schattenabbildung ist gleichzeitig eine Aufzeichnung der gestreuten Elektronen verbunden[15]. Nach der Schattenmethode sind ferner die sonst schwer meßbaren Abbildungsfehler (z. B. sphärische Aberration) der Elektronenlinsen aus der Verzeichnung von Schattenbildern leicht bestimmbar[15].

f) Fresnelsche Beugung[16]. Anordnung wie e). Zur Erzielung hoher Auflösung ist eine möglichst geringe Beleuchtungsapertur notwendig, die wie in a) entweder durch eine sehr kleine Anodenblende B_1 oder durch weitere elektronenoptische Verkleinerung der Anodenblende mittels einer dritten Linse zwischen Anodenblende und Linse L_1 erreicht wird.

g) Fraunhofersche Beugung im divergenten Bündel[17]. Anordnung wie in e) und f). Objekt im Brennpunkt der Linse L_2! Der Übergang zur Schattenabbildung e) erfolgt durch Verschieben des Objekts in axialer Richtung.

h) Fraunhofersche Beugung. Übliche Beugungsmethode[18]. Beide Linsen ausgeschaltet. Herstellung des Primärstrahls erfolgt durch Ausblendung. Mit dieser Methode ist die bisher höchste Auflösung[19] $\frac{\lambda}{\Delta\lambda} = 340$ (gemessen am 200-Reflex von Gold) erzielt worden, außerdem ist durch Wahl entsprechend kleiner Blenden auch die Untersuchung sehr kleiner Objektbereiche (5 μ Durchmesser) möglich gewesen.

i) Fraunhofersche Beugung. Übliche Beugungsmethode[20]. Linse L_1 ausgeschaltet. Die Brennweite der Linse L_2 ist so gewählt, daß die Anodenblende B_1 auf der Photoschicht abgebildet wird. Auflösung: gleich Bildgröße der Anodenblende.

k) Fraunhofersche Beugung. Methode hoher Auflösung. Linse L_1 minimale Brennweite. Die Brennweite der Linse L_2 ist so gewählt, daß das von der Linse L_1 entworfene Bild der Anodenblende auf der Photoschicht abgebildet wird. Auflösung: gleich Bildgröße des mit der Linse L_1 verkleinerten Bildes der Anodenblende B_1.

13) H. Boersch, Ann. d. Phys. **27**, 75, 1936.
14) H. Boersch, Zeitschr. f. techn. Phys. **20**, 346, 1939; Jahrbuch der AEG.-Forschung **7**, 34, 1940.
15) H. Boersch, Zeitschr. f. Phys. **118**, 706, 1942.
16) H. Boersch, Naturwiss. **28**, 711, 1940.
17) W. Kossel und G. Möllenstadt, Ann. d. Phys. **36**, 113, 1939.
18) G. P. Thomson, Nature **120**, 802, 1927.
19) H. Boersch, Zeitschr. f. Phys. **116**, 469, 1940.
20) C. H. Mongan, Helv. Phys. Acta **5**, 341, 1932; P. A. Thiessen und Th. Schoon, Zeitschr. f. physik. Chem. (B) **36**, 195, 1937.

III. Emissionsmikroskopie

1) Abbildung einer Kathode mit dem Immersionsobjektiv. Auflösung: 700 Å[21]). Das Linsensystem war in diesem Fall entfernt. Selbstverständlich kann durch Einschaltung des Linsensystems eine ein- oder zweifache Nachvergrößerung des Kathodenbildes vorgenommen werden.

Insgesamt können also bei einem Linsensystem von zwei feststehenden Linsen infolge der Veränderlichkeit der Brennweite überraschend viele Untersuchungsmethoden angewendet und miteinander kombiniert werden. Der Übergang von den Abbildungs- zu den Beugungsmethoden ist allenfalls an einen Ortswechsel des Objekts gebunden. Ein weiteres Anwendungsgebiet dieser Apparatur ergibt sich dadurch, daß die Brennweite der elektrostatischen Linsen bei gleicher Voltgeschwindigkeit unabhängig von der Masse der Teilchen ist, so daß an Stelle von Elektronen ohne weiteres Ionen als abbildende Strahlen treten können. Inzwischen[22]) sind Ionenabbildungen nach den Methoden a und 1 mit einer Auflösung von $5 \cdot 10^{-6}$ cm bzw. $8 \cdot 10^{-5}$ cm erhalten worden, so daß erstmalig auch mit Ionen das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops überschritten worden ist.

Das Vakuumgefäß und einige Einzelteile wurden vom Verfasser noch während seiner Tätigkeit im Forschungsinstitut der AEG. konstruiert und ihm in dankenswerter Weise durch Herrn Professor Ramsauer zur Verfügung gestellt. Das Linsensystem baute der Institutsmechaniker Herr Scheifinger mit großer Sorgfalt. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft möchte der Verfasser für die Unterstützung und Förderung der Arbeit seinen besonderen Dank aussprechen. Außerdem ist der Verfasser Herrn Professor L. Ebert für stete Hilfsbereitschaft zu Dank verpflichtet.

21) H. Boersch, Naturwiss. **30**, 126, 1942. Zu gleicher Zeit wurde von Mecklenburg (C. Ramsauer, Elektronenmikroskopie, Berlin 1942, S. 6) ebenfalls das Auflösungsvermögen des Lichtmikroskops überschritten, er erreichte damals nach brieflicher Mitteilung von Herrn Brüche (19. März 1942) eine Auflösung von 1000 Å. — Anmerkung bei der Korrektur: Nach einem zusammenfassenden Bericht von E. Brüche (Kolloid-Zeitschr. **100**, 192, 1942) soll Mecklenburg neuerdings eine Auflösung von 400 Å sichergestellt haben.

22) H. Boersch, Naturwiss., im Druck.

Wien, I. Chemisches Universitäts-Laboratorium (Laboratorium für Strukturforschung und Übermikroskopie), im September 1942.

(Eingegangen 30. September 1942)

Spektroskopischer Nachweis der *H*-Brückenbildung beim Chinon durch Elektronenstoßanregung

Von H. Schüler und A. Woeldike

Mitteilung aus dem Kaiser-Wilhelm-Institut für Physik, Max-Planck-Institut, Berlin-Dahlem

Mit Tafel XXII und XXIII

Zusammenfassung: Es wird das mit unserer früher beschriebenen Entladungsröhre aufgefundene Emissionsspektrum des Chinons ausführlicher dargestellt. Mit bestimmten organischen Substanzen gemischt, wird eine Änderung dieses Chinonspektrums beobachtet. Die Diskussion der Befunde zeigt, daß es sich hier um einen unmittelbaren Nachweis einer *H*-Brückenbildung zwischen Chinon und jenen Mischsubstanzen handelt. Die Beeinflussung beim Chinon äußert sich in einer Rotationsbehinderung bei gleichzeitiger Intensitätsverlagerung innerhalb der Schwingungsbanden. Bei dem anderen Partner der *H*-Brücke kann im Fall des Phenols auch eine Intensitätsänderung festgestellt werden. Die Tatsache, daß bei Molekülgebilden mit solchen schwachen Bindungen, wie es die *H*-Brücken darstellen, eine Anregung beobachtet werden kann, beweist, daß die Anwendbarkeit unserer Methode der Elektronenstoßanregung selbst durch recht schwache Bindungskräfte im Molekül praktisch nicht begrenzt wird. Die Beobachtung der hier beschriebenen Effekte setzt eine weitgehende Unabhängigkeit des Spektrums von den Entladungsbedingungen voraus. Darin ist die Emission gegenüber den temperaturabhängigen Absorptionsspektren im Vorteil. Es steht zu erwarten, daß dieser Umstand sich auch noch in anderen Fällen bei der Emission angenehm auswirkt. — In einem Nachtrag sind in Ergänzung zu einer früheren Arbeit weitere Anhaltspunkte dafür gebracht, daß das Emissionsspektrum des Chinons und das im Sichtbaren liegende Absorptionsspektrum dieser Substanz zwei verschiedenen Elektronentermen zugehören, was ja für den Beweis der unterschiedlichen Wirkung von Elektronenstoß und Licht an organischen Molekülen von Bedeutung ist.

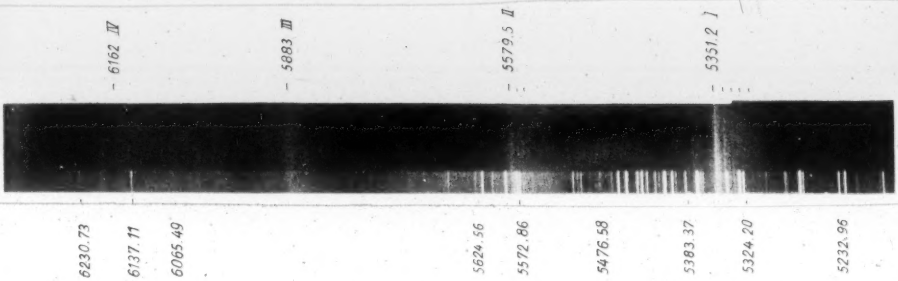


Fig. 1. Emissionsspektrum des Chinons mit *Fe* als Vergleichsspektrum.

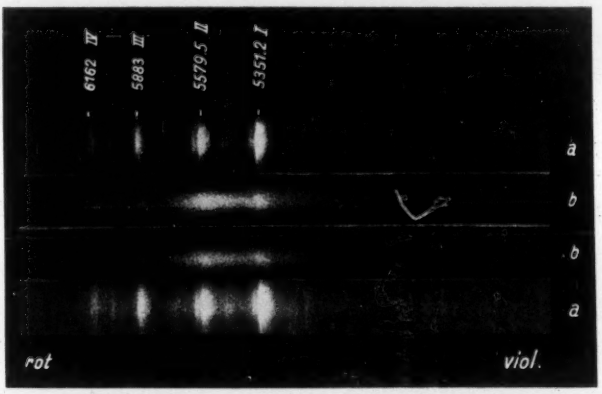


Fig. 2. Spektrum des Chinons: *a* des freien Chinons, *b* des durch *H*-Brücke gebundenen Chinons. Die Anordnung der Spektren ist so getroffen, daß das diffuse Spektrum *b* in der Mitte liegt, um die unverschobene Lage dieses Spektrums gut sichtbar zu machen.

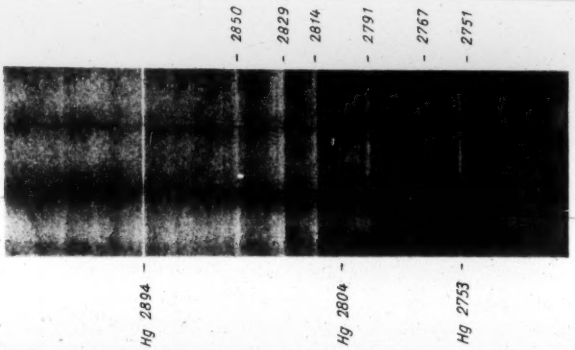


Fig. 3. Emissionsspektrum des Phenols. Spektrum *b* reines Phenol, Spektrum *a* Mischung mit Chinon. Es sind relativ schwache Spektren reproduziert, weil bei stärkerer Belichtung kontinuierlicher Untergrund die Beurteilung der Bandenintensitäten stört. Zur Orientierung ist das *Hg*-Spektrum mitphotographiert worden.

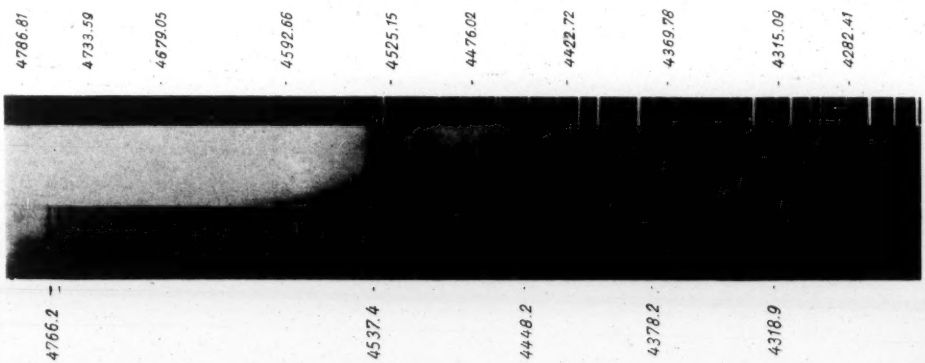


Fig. 4. Sichtbares Absorptionsspektrum des Chinons mit *Fe* als Vergleichsspektrum.

Bei Fortführung der Versuche über die Anregung organischer Moleküle durch Elektronenstoß in der Glimmentladung[1]) haben die Verfasser beim Emissionsspektrum des Chinons Beobachtungen gemacht, die in unmittelbarem Zusammenhang mit der *H*-Brückenbildung stehen. Im folgenden sollen diese Befunde dargestellt werden.

In IV (l. c.) ist von einem Emissionsspektrum des Chinons berichtet worden, wie wir es mit der von uns beschriebenen Entladungsröhre (s. II) erhalten. Dieses Spektrum ist hier mit verschiedener Dispersion in den Fig. 1 und 2a wiedergegeben. Während die erste Abbildung vor allen Dingen die auftretende Rotationsstruktur veranschaulichen soll, zeigt Fig. 2a im wesentlichen nur die Schwingungsstruktur, welche im übrigen auch bei viel längerer Belichtung keine weiteren Bandenköpfe aufweist.

Die bisher an dem Spektrum vorgenommene Ausmessung bezieht sich im wesentlichen auf die vier Hauptbanden I–IV und die in den Banden I und II erkennbaren Rotationslinien. In Tabelle 1 sind λ und ν der ausgemessenen Bandenlinien wiedergegeben.

Tabelle 1

Bande	λ in ÅE	ν cm^{-1}	Bemerkung		
IV	6162	16224		760	1004
III	5883	16993			
II_1	5570.5	17948	1_e 32	704	1689
II_2	5560.0	17950	1_e 30		
II_3	5560.2	17980			
I_1	5351.2	18682			
I_2	5342.1	18714	1_e 32		
I_3	5332.9	18746	1_e 32		
I_4	5324.5	18776	1_e 30		
I_5	5315.7	18807	1_e 31		

Zwischen den angegebenen scharfen Rotationslinien der Bande I und II liegen noch unscharfe Rotationslinien, die offensichtlich bei der gebrauchten Dispersion noch nicht aufgelöst sind. Die in Tabelle 1 mitgeteilten Zahlenwerte werden am Ende der Arbeit gesondert von dem hier vorliegenden Thema diskutiert werden; im Augenblick sei nur so viel gesagt, daß bei den Emissionsspektren des reinen Chinondampfes die Bandenköpfe I–III scharf erscheinen und nach violett abschattiert sind.

Wir haben nun Chinon mit einer Reihe von organischen Substanzen gemischt und die Emissionsspektren dieser Mischungen aufgenommen, wobei das Mischungsverhältnis stets so gewählt wurde, daß die „Fremdsubstanz" immer im Überschuß war. Die Verhältniszahlen lagen zwischen 1:2 bis 1:14. Diese Mischungen mit Chinon zeigen nun alle in der Gegend unseres Chinonspektrums, also im Gelbgrünen, ein Leuchten, von dem es zunächst zwei Varianten gibt. Die erste entspricht dem in Fig. 2a wiedergegebenen und schon erwähnten Spektrum des reinen Chinons, die zweite ist aus dem Spektrum Fig. 2b zu ersehen. Hier handelt es sich um eine Mischung von Chinon und p-Kresol CH_3 OH im Verhältnis 7 Proz. zu 93 Proz. Ein Vergleich der Spektren a und b in Fig. 2 zeigt, daß in bezug auf die Lage des Spektrums, d. h. in bezug auf Elektronen- und Schwingungsanregung, soweit die Diffusität der Bandenköpfe in b eine Beurteilung zuläßt, eine deutliche Übereinstimmung mit dem reinen Chinonspektrum besteht. Dagegen sind die Banden im Spektrum der Mischung (Fig. 2b) vollkommen diffus geworden, so daß von einer definierten Rotationsstruktur nicht mehr die Rede sein kann. Weiter wird eine Intensitätsänderung im Spektrum festgestellt, und zwar gewinnt die Bande II gegenüber I, III und IV an Intensität (s. Nachtrag). Schließlich läßt das Spektrum b noch ein Kontinuum erkennen, das im Bereich der Banden I und II seine größte Intensität hat.

Wir wollen nun für die weitere Ausführung das Spektrum der Fig. 2a als „scharfes" Chinonspektrum und das der Fig. 2b als „diffuses" Chinonspektrum bezeichnen. Wir haben von gewissen Gesichtspunkten ausgehend eine Anzahl organischer Substanzen mit einer entsprechend geringen Menge Chinon gemischt und die Chinonspektren dieser Mischungen untersucht. In Tabelle 2 sind unsere Befunde dargestellt:

Von den Substanzen Nr. 5–10 wird man sagen können, daß bei Mischung mit Chinon das Chinon sich spektroskopisch ebenso verhält, wie man es beim Leuchten der Mischungen zweier Gase als selbstverständlich erwarten wird, indem jede Komponente das eigene Spektrum unverändert beibehält. Die Mischungen 1–4 besagen, daß hier wohl auch das Chinon in der Mischung nachzuweisen ist, daß aber anderseits irgendeine Wechselwirkung mit der beigemischten Substanz existieren muß. Die Art der Änderung läßt darauf schließen, daß die Chinon- und die entsprechend zugemischten Moleküle nicht ein neues Molekül im üblichen Sinne bilden, denn der angeregte

1) Die bisher erschienenen Arbeiten:
I. H. Schüler, H. Gollnow und A. Woeldike, Physik. Zeitschr. **41**, 381, 1940.
II. H. Schüler und A. Woeldike, Physik. Zeitschrift **42**, 390, 1941.
III. H. Schüler und A. Woeldike, Physik. Zeitschrift **43**, 17, 1942.
IV. H. Schüler und A. Woeldike, Physik. Zeitschrift **43**, 415, 1942.
werden im Text unter den römischen Ziffern zitiert.

Tabelle 2.

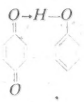
Laufende Nr.	Chinon $O{=}\bigcirc{=}O$ in	Strukturbild	Chinonspektrum scharf (rein)	Chinonspektrum diffus (verändert)	Bemerkung
1	Phenol			×	
2	p-Kresol			×	
3	o-Kresol			×	
4	Anilin			×	
5	Methanol		×		
6	p-Nitrophenol		×		
7	Essigsäure		×		
8	Anisol		×		
9	Benzol		×		Chinonleuchten besonders intensiv
10	Hexan		×		

Elektronenzustand und die Schwingungsstruktur sind die gleichen geblieben. Vielmehr zeigt das Verschwinden der scharfen Rotationslinien, daß in erster Linie die Wirkung der fremden Moleküle in einer Rotationsbehinderung des freien Chinonmoleküls besteht. Es müssen also die Wechselwirkungen zwischen Chinon und dem zugemischten Molekül in den Fällen 1–4 gering sein und bei den Substanzen 5–10 keine bestehen. Im Hinblick auf den Versuch, die hier beschriebenen Befunde zu deuten, muß zunächst betont werden, daß es sich im Falle 1–4 nicht um einen Temperatur- oder Druckeffekt handeln kann, weil alle Versuche von 1–10 unter praktisch den gleichen Bedingungen angestellt worden sind.

Nun kennt man seit einigen Jahrzehnten in der organischen Chemie den Begriff der *H*-Brücke, der folgendes besagt: ein Wasserstoffatom kann unter gewissen Voraussetzungen eine engere Beziehung zwischen zwei Molekülen oder Teilen des gleichen Moleküls herstellen[2]). Man hat sich das etwa so vorzustellen, daß das Wasserstoffatom zwischen den beiden Molekülen oder Molekülteilen hin und her pendelt. Ein derartiger Platzwechsel bedingt ja eine Bindung zwischen den Partnern (quantenmechanische „Resonanz").

2) B. Eistert, Tautomerie und Mesomerie, Verlag Enke, Stuttgart, S. 165; s. auch dort entsprechenden Literaturnachweis.

Als Beispiel sei der auch von uns untersuchte Fall Phenol + Chinon betrachtet:



Hier steht das Wasserstoffatom in Wechselwirkung mit zwei Sauerstoffatomen. Wenn man nun, was ja sehr naheliegend ist, diesen Begriff der *H*-Brücke mit unseren spektroskopischen Befunden in Zusammenhang bringt, dann ergibt sich, daß die *H*-Brücke die Rotation des freien Chinonmoleküls behindert, was durch das Diffuswerden der Banden angezeigt wird, während Elektronenanregung und Schwingungsstruktur sich gegenüber dem freien Chinon nicht merklich ändern. Unsere Deutung besagt ganz allgemein, daß wir bei Mischungen mit Chinon immer dann ein diffuses Chinonspektrum beobachten, wenn eine Brückenbildung möglich ist. Nach Tabelle 2 werden spektroskopisch *H*-Brücken bei Phenol und p- und o-Kresol nachgewiesen. Hier handelt es sich, wie schon am Beispiel des Phenols erwähnt, um eine *H*-Brücke zwischen zwei Sauerstoffatomen. Etwas anders liegen die Verhältnisse beim Anilin, wo eine Brückenbildung zwischen einem *N*- und einem *O*-Atom beobachtet wird. In den übrigen Fällen (5–10) dagegen zeigt sich keine Brückenbildung. Daß bei

Mischung mit Hexan, Benzol und Anisol keine *H*-Brücke gefunden wird, ist nach den bisherigen Erfahrungen der organischen Chemie in bezug auf *H*-Brückenbildung durchaus verständlich. Das Fehlen der *H*-Brücke bei Essigsäure, p-Nitrophenol und Methanol zeigt an, daß die Protonenaffinität dieser Substanzen verglichen mit der des Chinons so ungleich ist, daß keine stabile *H*-Brücke entstehen kann; die angenäherte Gleichheit der Protonenaffinität beider Partneratome ist nämlich eine Voraussetzung für die Bildung einer stabilen *H*-Brücke. Zu beachten ist noch das analoge Verhalten zwischen Diäthyläther $C_2H_5-O-C_2H_5$ und Chinon bei *H*-Brückenbildung. So gibt Eistert (l. c.) nach Meerwein in Tabelle 11, S. 168, über die Wechselwirkung zwischen Diäthyläther einerseits und Methanol, Phenol und Kresol und p-Nitrophenol (nach zunehmender Azidität geordnet) anderseits an, daß mit Methanol keine definierte Beziehung besteht, daß mit Phenol und Kresolen *H*-Brücken möglich sind, während beim p-Nitrophenol wieder keine definierte Beziehung nachgewiesen werden kann. Wir finden entsprechend beim Chinon mit Methanol keine Brückenbildung, mit Phenol und Kresolen *H*-Brücken und mit p-Nitrophenol wiederum keine Brücke. Durch unsere Beobachtungen am Chinon wird also die Bildung von *H*-Brücken unmittelbar sichtbar gemacht, indem durch Rotationsbehinderung des Moleküls lediglich eine Diffusität im Spektrum des Chinons festgestellt wird.

Die bisher bekannte spektroskopische Methode zum Nachweis der *H*-Brücke benutzt die Frequenzänderung, die eine *OH*-Schwingung bei einem solchen Bindungsprozeß erfährt[3]), und zwar werden hier mittels Thermoelement und Galvanometer die Ultrarotabsorptionskurven der gelösten Substanzen aufgezeichnet. Aus der Änderung solcher Kurven bei verschiedener Molkonzentration wird dann auf eine *H*-Brückenbildung geschlossen. Das Sichtbarmachen und die Ausschaltung jeglicher Zwischenannahmen macht unseren Nachweis zu einem unmittelbareren.

Die beobachtete Beeinflussung des Chinons beim Vorhandensein einer *H*-Brücke wirft die Frage auf, ob und wie sich bei dem andern Partner der Mischung die Bindung einer *H*-Brücke bemerkbar macht. Wir haben nun eine Beeinflussung feststellen können. Sie äußert sich in einer Verschiebung der Intensität innerhalb des Spektrums, wie wir etwas Ähnliches ja auch beim Chinon u. a. schon festgestellt haben. Es handelt sich um eine Beobachtung an der Mischung Chinon + Phenol (das ist bisher der einzige Fall, den wir gefunden haben). Zur Veranschaulichung dieses Effektes sind in Fig. 3 das Spektrum des reinen Phenols (s. Spektrum b) und das Phenolspektrum der Chinon-Phenol-Mischung (s. die Spektren a) zusammen wiedergegeben. Vergleicht man die sechs bezeichneten Bandenköpfe in den beiden Spektren a und b miteinander, dann sieht man, daß die drei ersten Banden $\lambda = 2850$, 2829 und 2814 ÅE in a einklein wenig schwächer erscheinen als in b, daß dagegen in a beginnend von $\lambda = 2791$ ÅE, über $\lambda = 2767$ ÅE nach $\lambda = 2751$ ÅE eine Intensitätszunahme auftritt, so daß die Bande $\lambda = 2751$ ÅE in der Mischung deutlich in Erscheinung tritt, während sie auf unseren Aufnahmen mit reinem Phenol nicht zu beobachten ist. Bei dieser Bande – $\lambda = 2751$ ÅE – handelt es sich um eine Molekülanregung, die in der Absorption als stärkste langwellige Bande beobachtet wird[4]), dagegen im Emissionsspektrum des reinen Phenols nicht in Erscheinung tritt und erst durch die *H*-Brücke veranlaßt wird, auch in der Emission aufzutreten[5]). Es ergibt sich also, daß ebenso wie beim Chinon auch bei dem Partner der Mischung, dem Phenol, praktisch keine Energieverschiebung in bezug auf Elektronenanregung und Schwingungsstruktur durch eine *H*-Brückenbildung festzustellen ist, sondern daß hier lediglich die Beeinflussung in einer Änderung der Übergangswahrscheinlichkeiten besteht. Es sei hier nochmals betont, daß diese Intensitätsänderungen nicht etwa durch Variation des Druckes oder der Stromstärke bedingt sind, denn einmal ist darauf geachtet worden, daß alle Bedingungen möglichst konstant gehalten wurden, und außerdem sind – wie wir früher bereits gesagt haben – die Emissionsspektren ja unabhängig von unseren Variationsmöglichkeiten.

Hinsichtlich des Nachweises der *H*-Brücke bei Anregung durch Elektronenstoß sei noch bemerkt, daß die mitgeteilten Versuche eindeutig beweisen, daß die durch *H*-Brücken hergestellten Molekülverbindungen nicht nur im Gaszustand bestehen können, sondern auch eine Anregung durch Elektronenstoß überstehen, obgleich die Bindungsenergien von Wasserstoffbrücken nur zu 1,4–8 Kal/Mol (0,06–0,35 eV) angegeben werden. Somit können wir also mit unserer Anordnung in Emission auch Moleküle untersuchen, bei denen die Bindungsenergien an bestimmten Stellen im Molekül sehr kleine Werte besitzen.

3) Siehe z. B. A. M. Buswell, V. Deitz und W. H. Rodebush, Journ. Chem. Phys. **5**, 501, 1937.

4) Jean Savard, Ann. de Chim. **11**, 316, 1929.

5) Durch Kontrollversuche haben wir uns überzeugt, daß diese Intensitätsverlagerung nicht durch Selbstabsorption in der Röhre vorgetäuscht sein kann.

Wir stellen also danach fest, daß die Anregung organischer Substanzen durch Elektronenstoß in der Glimmentladung immer möglich ist, wenn man nur langsame Elektronen benutzt und, wie es in unserer Anordnung geschehen ist, dafür sorgt, daß die Moleküle nicht an die Metallflächen der Elektroden gelangen können.

Nachtrag zu Arbeit IV (l. c.)

Da in der vorliegenden Arbeit das Emissionsspektrum des Chinons dargestellt und einige Daten mitgeteilt worden sind (s. Tabelle 1), besteht jetzt die Möglichkeit, diese Angaben mit den Messungen Seshans (l. c.) an dem sichtbaren Absorptionsspektrum zu vergleichen. Wir hatten ja in der vorhergehenden Arbeit IV behauptet, daß diese beiden Spektren zwei verschiedenen angeregten Elektronentermen des Chinons angehören. Diese Behauptung, aus der wir dann unsere weiteren Schlüsse gezogen haben, können wir jetzt noch erhärten.

Mit dem gleichen Prismenapparat, mit dem das in Fig. 1 reproduzierte Emissionsspektrum des Chinons aufgenommen worden ist, ist das sichtbare Absorptionsspektrum aufgenommen und in Fig. 4 wiedergegeben. Entsprechend der größeren Dispersion im Blauen erscheinen hier die Abstände zwischen den Rotationslinien größer als bei unserem Emissionsspektrum. In Tabelle 3 sind diejenigen Werte von Seshan, die hier interessieren, wiedergegeben, und zwar für die weiteren Betrachtungen entsprechend geordnet. In den Bandengruppen 1–3 sieht man Differenzen zwischen den einzelnen Rotationslinien von der Größe $\Delta\nu = 35 - 42$ cm^{-1}, während die entsprechenden Rotationsdifferenzen im Emissionsspektrum nach Tabelle 1 zwischen $\Delta\nu = 30 - 32$ cm^{-1} liegen. Die Werte in Emission wären demnach etwas kleiner als in Absorption.

Was nun die Schwingungsdifferenzen in den beiden Spektren anbetrifft, so zeigen die Differenzen zwischen den Gruppen der Tabelle 3 einerseits und die zwischen den Gruppen in Tabelle 1 andererseits, daß beim Chinon eine Grundschwingung mit einem $\Delta\nu$ zwischen 750 und 770 cm^{-1} existieren muß. Weiter zeigt die Abnahme der Schwingungsdifferenzen zwischen den Gruppen 1–2 und 2–3, daß es sich um eine Schwingung im angeregten Zustand handelt, da die $\Delta\nu$-Folge nach violett zu kleiner wird. Für das Emissionsspektrum ergibt diese Festlegung das Termschema a in Fig. 5. Wir sehen, daß eine Schwingung im Gundzustand mit $\Delta\nu = 1691$ cm^{-1} vorhanden ist und daß weiter die Bande II in

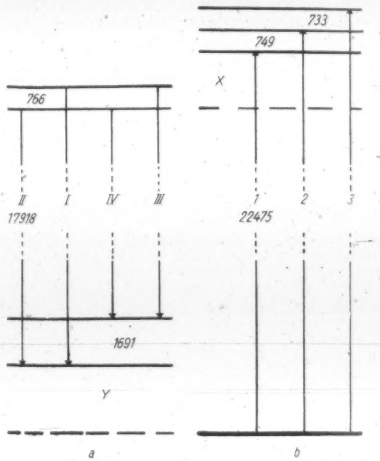


Fig. 5. Teiltermschema des Chinons: *a* Emission, *b* Absorption im Sichtbaren.

diesem Schema eine Grundbande darstellt. Damit wird übrigens auch die bei der *H*-Brücke beobachtete Intensitätszunahme der Bande II plausibel, weil eine solche Brückenbildung neben der oben erwähnten Rotationsstörung immer mehr oder minder auch eine Schwingungsbehinderung darstellen wird.

In Fig. 5b sind die Terme eingezeichnet, die die Bandengruppen 1, 2 und 3 der Absorption zueinander festlegen. Da es hier keine Banden gibt, die von 1 aus weiter nach rot zu liegen und dabei Schwingungsdifferenzen von etwa $\Delta\nu = 750 - 760$ cm^{-1} besitzen, so ist — bei der

Tabelle 3.

	1	$\Delta\nu$	2	$\Delta\nu$	3
	22475 (4448.2)		23221 (4305.2)		23954 (4173.4)
$\Delta\nu$	39	746	42	733	41
	22514 (4440.5)		23263 (4297.5)		23995 (4166.4)
$\Delta\nu$	35	749	35	732	38
	22549 (4433.6)		23298 (4291.0)		24033 (4159.8)
Mittelwert		749		733	

betrachteten Schwingungsfolge $-\Delta\nu = 749\ cm^{-1}$ wohl die tiefste Schwingungsstufe im Absorptionssystem. Der entsprechende Wert im Emissionssystem beträgt nach Fig. 5a $\Delta\nu = 766\ cm^{-1}$. Wenn man sich hier nun auf den Standpunkt stellen würde, daß der Unterschied zwischen den beiden Schwingungsstufen $\Delta\nu = 749$ und $\Delta\nu = 766\ cm^{-1}$ nur von einem Meßfehler[6]) herrührt, so daß also diese zwei Terme die gleichen wären im gleichen Elektronenübergang, dann müßten in der Emission auch die Absorptionsgruppen 1 und 2 zu sehen sein. Unsere Befunde stehen damit aber in Widerspruch. Man könnte noch einen anderen Einwand machen. Wenn man nämlich annimmt, daß die beiden Spektren doch noch von einem einzigen Elektronenübergang herrühren, der aber verboten ist – solche verbotenen Übergänge sind bei organischen Molekülen verschiedentlich festgestellt worden, z. B. beim Benzol –, dann muß mindestens eine unsymmetrische Schwingung vorhanden sein, um das Übergangsverbot aufzuheben. Nehmen wir zu unseren Ungunsten an, daß in dem Absorptionsübergang der Bandengruppe 1 die unsymmetrische Schwingung X im oberen Zustand enthalten sei und in der Emission die unsymmetrische Schwingung Y im Grundzustand, dann müßte die Differenz zwischen der Absorptionsgruppe 1 und der Emissionsgruppe 2 gleich $X + Y$ sein, also: $X + Y = 22475 - 17918 = 4557\ cm^{-1}$, d. h. bei etwa gleicher Größe X und Y müßten die kleinsten unsymmetrischen Schwingungen größer als $2200\ cm^{-1}$ sein. Solche großen Schwingungsdifferenzen als kleinste unsymmetrische Schwingungen beim Chinonmolekül zu fordern ist nicht zu rechtfertigen; denn einmal hat das Emissionsspektrum überhaupt nur eine Gesamtausdehnung von $\sim 2500\ cm^{-1}$, und zum anderen Mal sind beispielsweise im Benzol beim verbotenen Übergang in der Gegend von $\lambda \sim 2600$ ÅE die entsprechenden Schwingungen $Y = 606\ cm^{-1}$ und $X = 520\ cm^{-1}$ groß, und es ist nicht zu erwarten, daß beim Chinon die unsymmetrischen Schwingungen viermal größer sind als beim Benzol.

Es zeigt sich also, daß der Versuch, das Emissionsspektrum und das sichtbare Absorptionsspektrum des Chinons einem Elektronenübergang zuzuordnen, auf Widersprüche und Schwierigkeiten stößt, so daß unsere Annahme, es handele sich um zwei verschiedene Elektronenübergänge, besonders bei Heranziehung des Termschemas immer zwingender wird.

Abschließend sei der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Bereitstellung von Apparaten und Geldmitteln gedankt, ebenso der I.-G. Farbenindustrie, Farbenfabrik, Wolfen, für die freundliche Überlassung einer größeren Menge Chinons.

Die Untersuchung wurde mit dankenswerter Unterstützung der I.G.-Farbenindustrie, Ludwigshafen, durchgeführt.

Berlin-Dahlem, den 20. Oktober 1942.

(Eingegangen 20. Oktober 1942)

6) In bezug auf unsere Meßgenauigkeit liegt die Differenz von $17\ cm^{-1}$ außerhalb des Meßfehlers.

Zur Theorie des Dopplereffektes und der Aberration

Von E. Rüchardt

Die Theorie des Dopplereffektes und der Aberration wird meist durch etwas umständliche Rechnungen gewonnen[1]), wobei das Wesentliche nicht sehr klar zum Ausdruck kommt, nämlich, daß man lediglich die sog. Zeitdilatation als einzige Folgerung aus den Lorentz-Transformationen benötigt. Im folgenden soll eine ganz elementare Darstellung gegeben werden, die mir wesentlich durchsichtiger zu sein scheint.

Wir gehen aus vom akustischen Dopplereffekt, bei dem zwei Fälle zu unterscheiden sind:

1. Schallquelle S ruhend, Beobachter B z. B. auf diese zu bewegt. Dann gilt

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right). \tag{1}$$

2. Beobachter B ruhend, Schallquelle S auf denselben zu bewegt. Dann gilt:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c}} \simeq \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} + \frac{v^2}{c^2} \cdots\right). \tag{2}$$

In der Optik darf es einen solchen Unterschied nicht geben, weil man im „Äther" kein Koordinatensystem festlegen kann. Trotzdem darf man den Vorgang entweder (gemäß 1) auf ein relativ zur Lichtquelle S ruhendes oder (gemäß 2) auf ein relativ zum Beobachter B ruhendes Koordinatensystem beziehen. Dann gelten auch die Ausdrücke (1) bzw. (2), nur hat man in (1) statt ν_0 $\dfrac{\nu_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ zu schreiben, weil die Schwingungsdauer der Lichtquelle τ_0 mit einer relativ zu S „bewegten" Uhr gemessen wird. In

1) Vgl. z. B. Joos, Lehrbuch der theoretischen Physik, Akademische Verlagsgesellschaft, Leipzig 1939, S. 217.

dem relativ zu S ruhenden System gilt alsdann für den bewegten Beobachter statt τ_0 $\tau_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$. In Gleichung (2) dagegen, wo man auf ein mit B ruhendes System bezieht, ist S eine „bewegte" Uhr, und das Zeitintervall τ_0 wird deshalb gedehnt zu $\frac{\tau_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}$ oder die Frequenz ν_0 wird $\nu = \nu_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}$. Berücksichtigt man dies, so wird aus Gleichung (1):

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\left(1+\frac{v}{c}\right) \qquad (3)$$

und aus Gleichung (2):

$$\nu = \frac{\nu_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v}{c}} = \frac{\nu_0\left(1+\frac{v}{c}\right)}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}, \qquad (4)$$

d. h. Gleichung (3) und (4) werden identisch. Dies ist der vollständige Ausdruck des optischen Dopplereffektes.

Schließt die Richtung der Bewegung mit der Richtung SB einen Winkel ϑ, gemessen im System des Beobachters, und einen Winkel ϑ_0, gemessen im System der Lichtquelle, ein (Fig. 1), so folgt statt Gleichung (3) und (4):

$$\nu = \frac{\nu_0}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}\left(1+\frac{v}{c}\cos\vartheta_0\right) \qquad (5)$$

$$\nu = \frac{\nu_0\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}}{1-\frac{v}{c}\cos\vartheta}. \qquad (6)$$

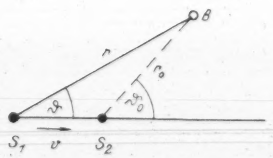


Fig. 1

$$S_1 - S_2 = \frac{v r_0}{c}.$$

Da auch diese Ausdrücke identisch gleich sein müssen, folgt nach kurzer Rechnung

$$\cos\vartheta = \frac{\cos\vartheta_0 + \frac{v}{c}}{1+\frac{v}{c}\cos\vartheta_0}, \qquad (7)$$

der exakte Ausdruck für die Lichtaberration.

München, Physikalisches Institut der Universität, den 25. Juli 1942.

(Eingegangen 10. August 1942)

Über hydrodynamische Wirbelsätze

Von Hans Ertel

(Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik, Wien)

I. Einleitung

Die Wirbelgleichungen idealer kompressibler Flüssigkeiten, welche unter Verwendung der üblichen Summationskonvention, wonach über jeden Index, der in einem Term zweifach auftritt, ohne Anschreibung des Summenzeichens von 1 bis 3 zu summieren ist, folgendermaßen lauten:

$$\frac{d}{dt}(\sigma\zeta_i) - (\sigma\zeta_k)\frac{\partial w_i}{\partial z_k} = \varepsilon_{ijk}\sigma\frac{\partial p}{\partial z_j}\frac{\partial \sigma}{\partial z_k} \qquad (1)$$

und worin bedeuten:

$\sigma = 1/\varrho$ = spezifisches Volumen,
p = Druck,

$z_i\ (i = 1, 2, 3)$ = Kartesisches Rechtssystem (Inertialsystem),

$w_i (i = 1, 2, 3)$ = Geschwindigkeitskomponenten,

$\zeta_i = \varepsilon_{ijk}\frac{\partial w_k}{\partial z_j} = rot_i(\mathfrak{w})$,

$$\varepsilon_{ijk} = \begin{cases} +1, \text{ bei zyklischer Folge der Indizes,} \\ -1, \text{ bei nichtzyklischer Folge der Indizes,} \\ 0, \text{ bei Übereinstimmung zweier Indizes,} \end{cases}$$

sind einer Verallgemeinerung fähig, aus der sich neue Wirbelsätze ergeben.

II. Allgemeine Formulierung hydrodynamischer Wirbelgleichungen mittels einer Vertauschungsrelation

Um volle Allgemeinheit zu erzielen, beziehen wir die Gleichungen nicht wie in Gleichung (1) auf ein Inertialsystem (z_i), sondern auf ein rotierendes kartesisches Rechtssystem (x_i), dessen Drehung durch den konstanten Drehvektor f_i ($i = 1, 2, 3$) beschrieben wird; dann lauten die Wirbelgleichungen

$$\frac{d}{dt}(\sigma\xi_i) - (\sigma\xi_k)\frac{\partial v_i}{\partial x_k} = \varepsilon_{ijk}\sigma\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial \sigma}{\partial x_k} \qquad (2)$$

mit dem individuellen (substantiellen) Operator

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_k\frac{\partial}{\partial x_k} \qquad (3)$$

und dem (absoluten) Wirbel

$$\xi_i = \varepsilon_{ijk}\frac{\partial v_k}{\partial x_j} + 2f_i, \qquad (4)$$

in welchem v_i ($i = 1, 2, 3$) die Geschwindigkeit und $\varepsilon_{ijk}\frac{\partial v_k}{\partial x_j}$ den Wirbel relativ zum rotierenden x_i-System bedeutet. In Gleichung (2) ist die Existenz eines Potentials äußerer Kräfte vorausgesetzt.

Skalare Multiplikation von Gleichung (2) mit dem Gradienten $\frac{\partial \psi}{\partial x_i}$ einer hydrodynamischen Feldfunktion ψ (Skalar, Vektor- oder Tensorkomponente) führt nach leicht ersichtlicher Umformung auf

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) - (\sigma\xi_i)\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) - (\sigma\xi_k)\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial v_i}{\partial x_k} \\ = \sigma\varepsilon_{ijk}\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial\sigma}{\partial x_k},\end{aligned}$$

wofür nach Vertauschung der Summationsindizes im dritten Term der linken Seite

$$\left.\begin{aligned}\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) - (\sigma\xi_i)\left\{\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) + \frac{\partial\psi}{\partial x_k}\frac{\partial v_k}{\partial x_i}\right\} \\ = \sigma\varepsilon_{ijk}\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial\sigma}{\partial x_k}\end{aligned}\right| \qquad (5)$$

geschrieben werden kann. Nun ist nach Gleichung (3)

$$\begin{aligned}\frac{d}{dt}\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) &= \frac{\partial^2\psi}{\partial x_i\partial t} + v_k\frac{\partial^2\psi}{\partial x_i\partial x_k} \\ &= \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{d\psi}{dt}\right) - \frac{\partial\psi}{\partial x_k}\frac{\partial v_k}{\partial x_i},\end{aligned}$$

womit sich Gleichung (5) auf die Gleichung

$$\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right) - \left(\sigma\xi_i\frac{\partial}{\partial x_i}\right)\frac{d\psi}{dt} = \sigma\varepsilon_{ijk}\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial\sigma}{\partial x_k} \qquad (6)$$

reduziert, deren rechte Seite eine einfache physikalische Bedeutung hat: Wir denken uns die Flächensysteme $p = \text{const}$, $\sigma = \text{const}$ und $\psi = \text{const}$ für die Skalarwertunterschiede 1 jeder dieser Feldgrößen konstruiert, wodurch jedes dieser Flächensysteme das Feld in Einheitslamellen aufteilt. Sofern zwischen p und σ eine Homotropierelation $F(p, \sigma) = 0$ (V. Bjerknes[1]) nicht existiert (Heterotropie), entstehen durch den Schnitt der p- und σ-Einheitslamellen die (p, σ)-Einheitssolenoide. Diese (p, σ)-Einheitssolenoide werden nun von den ψ-Einheitslamellen geschnitten, sofern ψ nicht von der Form $\psi = \psi(p, \sigma)$ ist, wodurch das Feld in (p, σ, ψ)-Einheitszellen aufgeteilt wird. Dann bedeutet

$$\varepsilon_{ijk}\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial\sigma}{\partial x_k} = [grad\, p, grad\,\sigma]\, grad\,\psi = \pm\frac{1}{V}. \qquad (7)$$

das reziproke Volumen V einer (p, σ, ψ)-Einheitszelle oder die Anzahl der (p, σ, ψ)-Einheitszellen in der Volumeneinheit. Beweis durch Integration von $[grad\, p,\ grad\,\sigma]\, grad\,\psi = div\,(\psi\ [grad\, p, grad\,\sigma])$ über das Volumen einer Einheitszelle und Anwendung des Integralsatzes von Gauß; der Anteil des Oberflächenintegrals über die vier Seitenwände des (p, σ)-Solenoids verschwindet, der Rest liefert den Wert $+1$ oder -1, je nachdem, ob die drei Gradienten $grad\, p$, $grad\,\sigma$ und $grad\,\psi$ im Sinne einer Rechts- oder Linksschraubung orientiert sind. (Wegen eines anderen Beweises vgl. H. Ertel[2]).) Es ist dann also

$$\left.\begin{aligned}\sigma\varepsilon_{ijk}\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\frac{\partial p}{\partial x_j}\frac{\partial\sigma}{\partial x_k} &= \sigma\,[grad\, p, grad\,\sigma\, grad\,\psi \\ &= \pm\frac{\sigma}{V} = N(p, \sigma, \psi)\end{aligned}\right| \qquad (8)$$

die (positive oder negative) Anzahl $N(p, \sigma, \psi)$ der (p, σ, ψ)-Einheitszellen im spezifischen Volumen; dabei gilt nach Gleichung (7):

$$\left.\begin{aligned}N(p, \sigma, \psi) = N(\psi, p, \sigma) = N(\sigma, \psi, p), \\ N(p, \sigma, \psi) = -N(\sigma, p, \psi) = -N(\psi, \sigma, p),\end{aligned}\right| \qquad (9)$$

ferner wird $N(p, \sigma, \psi) = 0$ für homogene Flüssigkeiten ($grad\,\varrho = 0$) und

$$N(p, \sigma, \psi) = 0, \text{ für } \left|\begin{aligned}\psi &= \psi(p), \\ \psi &= \psi(\sigma), \\ \psi &= \psi(p, \sigma), \\ \sigma &= \sigma(p),\end{aligned}\right| \qquad (10)$$

bei inhomogenen Flüssigkeiten ($grad\,\varrho \neq 0$).

1) V. Bjerknes und Mitarbeiter, Physikalische Hydrodynamik, S. 3 ff., Berlin 1933.
2) H. Ertel, Meteorol. Zeitschr. **59**, 1942.

Dann stellt nach Gleichung (6) und (8) die Gleichung

$$\boxed{\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right)-\left(\sigma\xi_i\frac{\partial}{\partial x_i}\right)\frac{d\psi}{dt}=N(p,\sigma,\psi)} \tag{11}$$

eine allgemeine Formulierung hydrodynamischer Wirbelgleichungen in Form einer Vertauschungsrelation

$$\boxed{(D_1D_2-D_2D_1)\psi=N(p,\sigma,\psi)} \tag{12}$$

dar, mit den im allgemeinen nicht kommutativen Operatoren

$$D_1=\frac{d}{dt}=\frac{\partial}{\partial t}+v_k\frac{\partial}{\partial x_k}=\frac{\partial}{\partial t}+(\mathfrak{v}\,grad) \tag{13}$$

und

$$D_2=\sigma\xi_i\frac{\partial}{\partial x_i}=\sigma\xi_k\frac{\partial}{\partial x_k}=\sigma(rot\,\mathfrak{v}+2\mathfrak{f})grad. \tag{14}$$

Multiplikation von Gleichung (11) mit dem Massenelement $\varrho\,d\tau$ ($d\tau$ = Volumenelement) und Integration über die im Raum τ enthaltene Gesamtmasse $m=\iiint\varrho\,d\tau$ führt wegen $\sigma\varrho=1$ und

$$\iiint\varrho\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right)d\tau=\frac{D}{Dt}\iiint\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\,d\tau=\frac{D}{Dt}\iiint\frac{\partial(\psi\xi_i)}{\partial x_i}\,d\tau=\frac{D}{Dt}\iint\psi\,\xi_n\,d\Omega \tag{15}$$

sowie

$$\iiint\xi_i\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\frac{d\psi}{dt}\right)d\tau=\iiint\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\xi_i\frac{d\psi}{dt}\right)d\tau=\iint\xi_n\frac{d\psi}{dt}\,d\Omega \tag{16}$$

($d\Omega$ = Oberflächenelement von τ; n = äußere Normale) auf die Integralform

$$\boxed{\frac{D}{Dt}\iint\xi_n\psi\,d\Omega-\iint\xi_n\frac{d\psi}{dt}\,d\Omega=N_m(p,\sigma,\psi)} \tag{17}$$

worin $N_m(p,\sigma,\psi)=\iint d\tau\varrho\,N(p,\sigma,\psi)$ die Anzahl der in der Gesamtmasse m enthaltenen (p,σ,ψ)-Einheitszellen darstellt und $\frac{D}{Dt}$ eine sich auf die bewegte Masse als Ganzes beziehende individuelle Zeitableitung bezeichnet, die folgendermaßen erklärt ist (F = Skalar, Vektor- oder Tensorkomponente):

$$\frac{D}{Dt}\iiint\varrho F\,d\tau=\iiint\frac{\partial(\varrho F)}{\partial t}\,d\tau+\iint\varrho v_n F\,d\Omega=\iiint\varrho\frac{dF}{dt}\,d\tau, \tag{18}$$

da mittels der Kontinuitätsgleichung

$$\frac{\partial\varrho}{\partial t}+div(\varrho\mathfrak{v})=0 \tag{19}$$

folgende Umformung möglich ist:

$$\iiint\frac{\partial(\varrho F)}{\partial t}\,d\tau+\iint(\varrho v_n F)\,d\Omega=\iiint\left\{\frac{\partial\varrho F}{\partial t}+div(\varrho\mathfrak{v}F)\right\}d\tau=\iiint\varrho\left\{\frac{\partial F}{\partial t}+(\mathfrak{v}\,grad)F\right\}d\tau.$$

Die Gleichung (18) führt für $F=\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}$ auf die Gleichung (15) zurück, in der noch berücksichtigt wurde, daß ξ_i einen quellenfreien Vektor darstellt:

$$\frac{\partial\xi_i}{\partial x_i}=0. \tag{20}$$

III. Folgerungen

A. Setzt man in Gleichung (11, 12) für ψ die Komponenten x_s $(s=1,2,3)$ des Ortsvektors $\mathfrak{r}$ der Flüssigkeitspartikel ein, so erhält man wegen $D_1x_s=v_s$ die Wirbelgleichungen (2), die für inkompressible und homogene Flüssigkeiten in die auf rotierende Koordinaten bezogenen Helmholtzschen Wirbelgleichungen übergehen.

B. Ist ψ eine konservative Eigenschaft der Flüssigkeitspartikel:

$$D_1\psi=\frac{d\psi}{dt}=0, \tag{21}$$

so folgt aus Gleichung (11, 12):

$$\frac{d}{dt}\left(\sigma\xi_i\frac{\partial\psi}{\partial x_i}\right)=N(p,\sigma,\psi) \tag{22}$$

und damit der Satz:

Die auf die Zeiteinheit bezogene individuelle Änderung des mit dem spezifischen Volumen multiplizierten skalaren Produkts des (absoluten) Wirbelvektors in den Gradienten einer im Strömungsfeld für jede Flüssigkeitspartikel individuell konstanten,

aber räumlich variablen Eigenschaft ψ ist gleich der Anzahl der im spezifischen Volumen σ enthaltenen (p, σ, ψ)-Einheitszellen.

C. Ist ψ eine konservative Eigenschaft und zugleich von der für alle Flüssigkeitspartikel gleichen Form

$$\psi = \psi(p, \sigma), \tag{23}$$

so wird wegen

$$grad\,\psi = \left(\frac{\partial \psi}{\partial p}\right) \cdot grad\,p + \left(\frac{\partial \psi}{\partial \sigma}\right) grad\,\sigma$$

nach Gleichung (10) $N(p, \sigma, \psi) = 0$, und die sich damit auf

$$\frac{d}{dt}\left(\sigma \xi_i \frac{\partial \psi}{\partial x_i}\right) = 0 \tag{24}$$

reduzierende Gleichung (22) ist der analytische Ausdruck des folgenden Erhaltungssatzes:

Das mit dem spezifischen Volumen multiplizierte skalare Produkt des (absoluten) Wirbelvektors in den Gradienten einer konservativen, aber räumlich variablen Eigenschaft, die eine Funktion des Druckes und des spezifischen Volumens ist, welche für alle Flüssigkeitspartikel die gleiche Form hat, bleibt im Strömungsfeld individuell konstant (und ist somit auch eine konservative Eigenschaft).

Eine derartige, den Bedingungen (21) und (23) genügende Funktion ψ ist beispielsweise die Entropie idealer Gase bei adiabatischen Bewegungen, ferner die polytrope Temperatur[3]) idealer Gase bei polytropen Zustandsänderungen; der Erhaltungssatz gilt daher für adiabatische bzw. polytrope Strömungen idealer Gase mit räumlich variabler Entropie bzw. polytroper Temperatur (Erdatmosphäre, Sternatmosphären).

D. Bei homogenen Flüssigkeiten ist per definitionem $grad\,\sigma = grad\,(1/\varrho) \equiv 0$, womit nach Gleichung (8) $N(p, \sigma, \psi)$ für jede Feldfunktion ψ verschwindet; ferner verschwindet $N(p, \sigma, \psi)$ für jede Feldfunktion ψ bei inhomogenen Flüssigkeiten im Falle der Barotropie $\sigma = \sigma(p)$. Dann folgt aus Gleichung (12) der Satz:

Für homogene Flüssigkeiten und für barotrope inhomogene Flüssigkeiten sind die Operatoren D_1 und D_2 stets kommutativ; hingegen sind für barokline inhomogene Flüssigkeiten die Operatoren D_1 und D_2 nur kommutativ bei Anwendung auf solche Funktionen ψ, welche die Funktionaldeterminante

$$\frac{\partial(p, \sigma, \psi)}{\partial(x_1, x_2, x_3)} = [grad\,p, grad\,\sigma]\, grad\,\psi$$

zum Verschwinden bringen.

z. Z. Berlin, 27. Juli 1942.

(Eingegangen 28. Juli 1942)

3) R. Emden, Enzykl. Math. Wiss. VI, 2, 24, Leipzig und Berlin 1926.

Normalfrequenz-Aussendung der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt über den Deutschlandsender werktäglich $10^h\,40^{min}$.

Die Zahlen der Spalten 2 geben an, um wieviel in 10^{-9} des Wertes der Betrag der ausgestrahlten Frequenz vom Sollwert 1 000,000000 Hz abweicht. Die Abweichung wurde mittels der Quarzuhren der Reichsanstalt bestimmt.

1	2	1	2
Oktober 1942		Oktober 1942	
Tag	Abweichung	Tag	Abweichung
1.	— 19	17.	— 15
2.	— 23	18.	—
3.	— 28	19.	— 26
4.	—	20.	— 17
5.	— 12	21.	— 16
6.	— 28	22.	— 16
7.	— 20	23.	— 18
8.	— 18	24.	— 8
9.	— 24	25.	—
10.	— 17	26.	— 10
11.	—	27.	— 8
12.	— 22	28.	— 15
13.	— 23	29.	— 13
14.	— 21	30.	— 14
15.	— 18	31.	— 10
16.	— 16		

Berlin-Charlottenburg, den 6. November 1942.

Physikalisch-Technische Reichsanstalt,
Abteilung II.

Im Auftrage:
A. Scheibe, U. Adelsberger

Zur Definition der Loschmidtschen Zahl

Von J. Wallot

Vor kurzem hat sich Herr Pohl[1]) in dieser Zeitschrift mit der Frage beschäftigt, ob die üblicherweise als das Verhältnis der Molmasse m_{mol} zur Molekülmasse m definierte „Loschmidtsche Zahl"

$$N = \frac{m_{\mathrm{mol}}}{m} \tag{1}$$

in allgemeinen Größengleichungen Daseinsrecht habe. Er verneint diese Frage. Da das Mol nichts weiter sei als eine „individuelle chemische Masseneinheit", empfehle es sich, an Stelle der Loschmidtschen Zahl N die unabhängig von der „Einheit" Mol definierte „spezifische Molekülzahl" zu benutzen, d. h. das Verhältnis

$$\frac{n}{M} = \frac{1}{m}, \tag{2}$$

wo n die Molekülzahl und $M = nm$ die Masse des betrachteten Körpers bedeuten.

Der Ausschuß für Einheiten und Formelgrößen (AEF) hält in seinem Normblatt DIN 1348 (unter 511) und implizite auch in DIN 1345 an der hergebrachten Definition (1) fest. Es sei mir daher als dem Vorsitzenden des AEF gestattet, im folgenden kurz auf die Meinungsverschiedenheit einzugehen.

Ihr Kern ist die Frage: Darf man das Mol mit den gewöhnlichen Einheiten, z. B. dem Gramm, auf eine Stufe stellen? Die Versuchung dazu ist zweifellos sehr groß, und wohl jeder erliegt ihr zunächst; ja, es sieht so aus, als ob sich allgemeine Größengleichungen in der Chemie überhaupt nur auf dem Boden der Pohlschen Auffassung folgerichtig verwenden ließen.

Die Erfahrung zeigt jedoch, daß die übliche Auffassung, die auch der AEF befürwortet, nur scheinbar komplizierter ist und zu einer leichter verständlichen Darstellung der Grundprobleme führt. Da an der Nützlichkeit des Rechnens mit allgemeinen Größengleichungen nicht zu zweifeln ist, muß daraus der Schluß gezogen werden, daß die Grundvoraussetzung Pohls den Tatsachen doch nicht so gut angepaßt ist, wie man zunächst vermutet: Das Mol kann zwar als Einheit aufgefaßt werden, aber nur als eine Einheit von besonderer Art. Es kann etwa mit der Molekülmasse m verglichen werden, auf die man ja ebenfalls andere Massen beziehen kann. Diese ist in der Regel eine „Größe", sie wird nur ab und zu – meist vorübergehend – als „Einheit" aufgefaßt; deshalb bestreitet niemand, daß sie in allgemeinen Größengleichungen Daseinsrecht hat. Das Mol aber ist nach der Meinung des AEF nichts weiter als das „makroskopische" Gegenstück zu der „mikroskopischen" Molekülmasse m, und die Loschmidtsche Zahl N nach Gleichung (1) ist der zugehörige Umwandlungsfaktor. Nach der Auffassung des AEF steht daher das Mol nicht neben der Einheit Gramm auf der Seite der Einheiten, sondern neben der Molekülmasse, die es vertritt, auf der Seite der Größen.

Daß diese Auffassung zweckmäßig ist, erkennt man am besten an Hand eines Beispiels.

Betrachten wir das Gesetz der idealen Gase, das wir mit Pohl zunächst in der Form

$$pV = nkT \tag{3}$$

schreiben. Dabei ist p der Druck, V das Volumen, n die Molekülzahl, k die Boltzmannsche Konstante, T die absolute Temperatur.

Der Unterschied zwischen den beiden Auffassungen liegt darin, daß der AEF die beiden Gleichungen

$$M = nm, \quad M = n_{\mathrm{mol}} m_{\mathrm{mol}}, \tag{4}$$

Herr Pohl dagegen nur die erste von ihnen als allgemeine Größengleichung gelten läßt. Die zweite ist für Herrn Pohl nichts weiter als ein Beispiel für die Beziehung „Größe = Zahlenwert mal Einheit".

Setzt man Gleichung (4) in Gleichung (3) ein, so folgt

$$pV = \frac{n_{\mathrm{mol}} m_{\mathrm{mol}}}{m} kT = n_{\mathrm{mol}} NkT = n_{\mathrm{mol}} R_0 T; \tag{5}$$

die hier eingeführte universelle Konstante $R_0 = Nk = 8{,}31$ Ws/grd, die „molare Gaskonstante", ist das makroskopische Gegenstück zu der mikroskopischen „molekularen" Gaskonstante $k = 1{,}380 \cdot 10^{-23}$ Ws/grd.

Diese – von der üblichen höchstens in Äußerlichkeiten abweichende – Darstellung ist nach meiner Meinung von unübertrefflicher Klarheit.

Im Gegensatz zu ihr lehnt Herr Pohl die Benutzung der Größen n_{mol}, m_{mol} und R_0 in Größengleichungen ab. Er nennt n_{mol} einen „Zahlenwert", m_{mol} eine „getarnte Einheit" und bestreitet die Existenz einer universellen Konstante R_0. An Stelle von R_0 verwendet er nur die „spezielle" oder „spezifische" Gaskonstante R, die durch

$$R = \frac{R_0}{m_{\mathrm{mol}}} = \frac{8{,}31\ \mathrm{Ws/grd}}{m_{\mathrm{mol}}} \tag{6}$$

1) R. W. Pohl, Physik. Zeitschr. **43**, 125, 1942.

definiert werden kann. Ganz folgerichtig schreibt er allerdings:

$$R = 8{,}31 \frac{\text{Ws}}{\text{mol grd}}; \qquad (7)$$

er legt ja Wert darauf, die Auffassung des Mols als einer Einheit streng durchzuführen. Für das Gasgesetz (ausgedrückt in makroskopischen Größen) benutzt er daher nur die eine Form

$$pV = MRT, \qquad (8)$$

die aus den Gleichungen (4), (5) und (6) folgt.

Diese Darstellung scheint auf den ersten Blick die einfachere zu sein. Sie erregt jedoch Bedenken, weil sie die Inkonstanz der Größe R verschleiert. Es ist eine der wichtigsten Erkenntnisse, daß R der Molmasse umgekehrt proportional ist; der AEF hält es aber für unzweckmäßig, eine solche Erkenntnis in den Einheiten zu vergraben, sie steckt ja nur in der Einheit mol der Gleichung (7).

Die Darstellung widerspricht dem Sinn des Begriffs der Größengleichung. Diese soll ja den physikalischen Inhalt eines Gesetzes oder einer Beziehung unabhängig von der Einheitenwahl, die etwas Meß- und Rechentechnisches, also Sekundäres ist, so einfach und klar, aber auch so vollständig wie möglich zum Ausdruck bringen. Es ist deshalb grundsätzlich nicht richtig, einen wesentlichen Teil des Inhalts eines Gesetzes in die Einheiten zu verweisen.

Außerdem muß der Lernende durch die Gleichung (7) in Verwirrung geraten; denn veränderliche Größen pflegen auch veränderliche Zahlenwerte zu haben, während der Zahlenwert der veränderlichen Größe R nach der „ungetarnten" Gleichung (7) gleich 8,31 zu sein scheint.

Besonders deutlich zeigt sich die didaktische Unterlegenheit der Pohlschen Darstellung bei der Avogadroschen Regel. Drückt man sie in der folgenden Form aus[2]):

> Bei Benutzung der Masseneinheit Kilomol ist das spezifische Volumen für alle idealen Gase bei gleicher Temperatur und gleichem Druck gleich groß,

so kann der Leser sie kaum noch für ein Naturgesetz halten. Denn in Wirklichkeit sind die spezifischen Volumina der einzelnen Gase bei gleichen Bedingungen natürlich verschieden; man kann nur durch eine geschickt ausgedachte, für die einzelnen Gase verschiedene Wahl der Masseneinheit erreichen, daß der Zahlenwert des spezifischen Volumens für alle Gase gleich wird.

Mit dieser Stellungnahme zu der Pohlschen Darstellung möchte ich nicht sagen, daß die Auffassung des Mols als einer Einheit falsch oder auch nur in allen Fällen unzweckmäßig sei. Im Gegenteil: Der Kunstgriff, einen Teil der Gesetzmäßigkeiten in die Einheiten zu verweisen, ist ein fruchtbares Hilfsmittel zur Ersparung von Rechen- und Zeichenarbeit. Aber er darf nach meiner Meinung nicht im Mittelpunkt der Darstellung stehen, wenn die Grundgesetze der Physik klar und auch für den Anfänger leicht verständlich auseinandergesetzt werden sollen.

Für den, der sich der Auffassung des AEF anschließt, erhalten die molaren Größen eine andere Dimension als die auf die Masseneinheit bezogenen „spezifischen". Das ist aber ganz in der Ordnung[3]). Der Zusatz „je Masseneinheit" darf nicht wörtlich genommen werden, er deutet eine Quotientbildung an. Die „molaren" Größen dagegen sind keine Quotienten, das Mol ist in diesem Sinne keine Masseneinheit; sie sind gleich den „Größen je Masseneinheit" multipliziert mit der Molmasse.

2) R. W. Pohl, Einführung in die Mechanik, Akustik und Wärmelehre. 3. und 4. Aufl., S. 241. Springer-Verlag, Berlin 1941.

3) Ebenso sind das spezifische Volumen V/M und das Molvolumen $(V/M)m_{\text{mol}}$ verschiedene Größen, obgleich ihre Zahlenwerte übereinstimmen, wenn man als Masseneinheit das Mol nimmt.

Berlin-Charlottenburg, im August 1942.

(Eingegangen 25. August 1942)

Über die mit dem Wort Mol gebildeten Begriffe

Von R. W. Pohl

Bezeichnungen: Ein beliebiger Körper mit eigener Gestalt oder eine beliebig abgegrenzte Menge eines Gases, einer Flüssigkeit, eines Pulvers usw. habe die Masse M und bestehe aus n Molekülen der Masse m. Ferner sei (M) das Molekulargewicht als reine Zahl, also z. B. $(M) = 32$ für O_2.

Man definiert

$$\text{Geschwindigkeit } u = \frac{\text{Weg}}{\text{Zeit}} \qquad (1)$$

$$\text{z. B. } u = \frac{5 \text{ km}}{\text{Stunde}}.$$

Daneben kann man definieren

$$\textit{Geschwindigkeit } u \cdot \textit{Stunde} = \textit{Stundenweg } U \quad (2)$$

$$z.\,B.\ U = 5\ km$$

Man definiert für Gase

$$\text{Stromstärke } i = \frac{\text{Volumen}}{\text{Zeit}} \quad (3)$$

$$z.\,B.\ i = \frac{5\ \text{Liter}}{\text{Minute}}.$$

Daneben kann man definieren

$$\textit{Stromstärke } i \cdot \textit{Minute} = \textit{Minutenvolumen } J \quad (4)$$

$$z.\,B.\ J = 5\ Liter$$

Diese Nebendefinitionen werden von der Mehrzahl der Physiker abgelehnt, sie sind aber in der physikalischen Chemie sehr gebräuchlich. Beispiele:

Man definiert

$$\text{spezif. Wärme } c = \frac{\text{Wärmemenge}}{\text{Masse} \cdot \text{Temperatur}} \quad (5)$$

und mißt z. B. für Metalle

$$c = \frac{6\ \text{cal}}{(M)\ \text{Gramm} \cdot \text{Grad}}.$$

Daneben definiert man

$$\textit{spezif. Wärme } c \cdot \textbf{(M) Gramm} = \textbf{Mol}\textit{wärme } C \quad (6)$$

und mißt z. B.

$$C = \frac{6\ cal}{Grad}.$$

Man definiert

$$\text{spezif. Volumen } v = \frac{\text{Volumen}}{\text{Masse}} \quad (7)$$

und mißt z. B. für ideale Gase

$$v = \frac{22{,}4\ \text{Liter}}{(M)\ \text{Gramm}}.$$

Daneben definiert man

$$\left.\begin{array}{l}\textit{spezif. Volumen } v \cdot \textbf{(M) Gramm} \\ = \textbf{Mol}\textit{volumen } V\end{array}\right\} \quad (8)$$

$$z.\,B.\ V = 22{,}4\ Liter.$$

Man definiert

$$\text{spezif. Molekülzahl } N = \frac{\text{Molekülzahl } n}{\text{Masse } M} \quad (9)$$

und mißt z. B.

$$N = \frac{6 \cdot 10^{23}}{(M)\ \text{Gramm}}.$$

Daneben definiert man

$$\left.\begin{array}{l}\textit{spezif. Molekülzahl } N \cdot \textbf{(M) Gramm} \\ = \textit{Loschmidt-Zahl } L \textit{ oder} \\ \textit{Molekülzahl je } \textbf{Mol}\end{array}\right\} \quad (10)$$

$$z.\,B.\ L = 6 \cdot 10^{23}.$$

In diesen und anderen Fällen, z. B. bei der Gaskonstante, ist der Gebrauch einheitlich: Das Beiwort Mol bedeutet eine Multiplikation mit (*M*) Gramm. Mol ist hier eine Abkürzung für (*M*) Gramm. – Anders aber in dem jetzt folgenden Beispiel:

Man definiert

$$\text{Molekülmasse } m = \frac{\text{Masse } M}{\text{Molekülzahl } n} \quad (11)$$

und mißt

$$m = \frac{(M)\ \text{Gramm}}{6 \cdot 10^{23}}.$$

Daneben definiert man neuerdings

$$\left.\begin{array}{l}\textit{Molekülmasse } m \cdot \boldsymbol{6 \cdot 10^{23}} \\ = \textbf{Mol}\textit{masse } (M)\ \textit{Gramm}.\end{array}\right\} \quad (12)$$

Hier bedeutet also das Beiwort Mol nicht mehr eine Multiplikation mit einer Masse (*M*) Gramm, sondern eine Multiplikation mit der Zahl $6 \cdot 10^{23}$. Demgemäß gibt man der Zahl $6 \cdot 10^{23}$ jetzt ebenfalls den Namen Mol. Man setzt also

$$(M)\ \text{Gramm} = 6 \cdot 10^{23} \quad (13)$$

statt korrekt

$$(M)\ \text{Gramm} = 6 \cdot 10^{23}\ \text{Molekülmassen } m. \quad (14)$$

Verständlicherweise wird die Gleichung (13) als unzulässig empfunden. Darum versucht man sie zu mildern und schreibt statt Gleichung (13)

$$(M)\ \text{Gramm} = 6 \cdot 10^{23}\ \text{Moleküle!} \quad (15)$$

Dadurch wird aber der Doppelsinn

$$1\ \text{Mol} = (M)\ \text{Gramm} \quad (16)$$

und

$$1\ \text{Mol} = 6 \cdot 10^{23} = \text{Loschmidt-Zahl } L \quad (17)$$

nur verschleiert. –

Manche Autoren betrachten das Mol in der Bedeutung (*M*) Gramm als veraltet und glauben, statt dessen das Mol nur als Zahl $6 \cdot 10^{23}$ zu benutzen. Sie täuschen sich aber. In Wirklichkeit haben sie nur die Eindeutigkeit des Wortes Mol zerstört, sie benutzen ausnahmslos das Wort Mol in beiden Bedeutungen durcheinander.

Dieser Zustand ist nicht zu billigen. Man muß die kursiv gedruckten Nebendefinitionen

aufgeben, und zwar aus zwei Gründen: Erstens sind sie an spezielle Einheiten wie Minute, Gramm usw. gebunden, und zweitens sind sie überflüssig. Selbstverständlich verzichtet man damit keineswegs darauf, Messungen auf (M) Gramm, also Körper oder Mengen mit gleicher Molekülzahl, zu reduzieren. Auch ist es gleichgültig, ob man z. B. für die spezifische Wärme eines Metalles schreibt

$$c = \frac{6}{(M)} \cdot \frac{\text{cal}}{\text{Gramm} \cdot \text{Grad}} \qquad (18)$$

oder

$$c = 6 \frac{\text{cal}}{(M)\ \text{Gramm} \cdot \text{Grad}}. \qquad (19)$$

Die überflüssige Definition einer Molwärme wird in beiden Fällen vermieden[1]). – In der zweiten Schreibweise spielt das Mol (M) Gramm die Rolle einer individuellen Masseneinheit. Diese Auffassung entspricht dem Handbuch der Physik von Geiger-Scheel. Dort wird im neunten Band, S. 9, (M) Gramm ausdrücklich als eine individuelle Masseneinheit eingeführt[2]). Das ist aber nur eine Äußerlichkeit. Das Wesentliche findet sich noch einmal in der folgenden Zusammenfassung:

1. Abgeleitete physikalische Begriffe müssen durch Gleichungen definiert werden.
2. Diese Gleichungen dürfen keine speziellen Einheiten wie Minute, Gramm usw. enthalten. Sonst erhält man zahlreiche überflüssige, oben kursiv gedruckte Nebendefinitionen.
3. Manche Autoren glauben heute, das Wort Mol nur als Zahl $6 \cdot 10^{23}$ zu benutzen. Dabei täuschen sie sich. In Wirklichkeit benutzen sie das Wort Mol gleichzeitig und durcheinander in zwei Bedeutungen, nämlich als Mol $= (M)$ Gramm und als Mol $=$ Loschmidt-Zahl $L = 6 \cdot 10^{23}$.

1) Diesen klaren Standpunkt vertritt z. B. H. Ulich in seinem kurzen Lehrbuch der physikalischen Chemie, dritte Auflage 1941, S. 16.

2) Auch Ulich benutzt loc. cit. mit besonderem Nachdruck das Mol als Masseneinheit. Demgemäß findet man auch in den Tabellen am Schluß seines Buches einwandfreie Dimensionsangaben.

Göttingen, I. Physikalisches Institut der Universität, November 1942.

(Eingegangen 10. November 1942.)

BESPRECHUNGEN

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten

Walter Grundmann, Verfahren und Geräte zur Bestimmung der Staub- und Kernbeimengungen der Luft. (Glasinstrumentenkunde, 5. Band.) 8°, 75 S. Weimar 1942. R. Wagner & Sohn. Preis RM. 3,50.

Die Luft, in der wir leben, ist beständig von Beimengungen fester Teilchen erfüllt, deren Art, Größe und Menge örtlichen und jahreszeitlichen Schwankungen unterworfen ist. Während die feinsten Teilchen für die Niederschlagsbildung in der Atmosphäre bedeutungsvoll sind (Kondensations- und auch Sublimationskerne), spielen die gröberen Beimengungen als industrielle Verschmutzung der Städte und Industriegebiete eine besonders wichtige Rolle. Auch innerhalb der Werkstätten selbst ist der Staubanfall häufig recht beträchtlich, wenn man nur an Schleifereien denkt und die dort auftretenden Lungenschädigungen der Arbeiter. Für all diese Zwecke müssen zweckmäßige Meßmethoden vorhanden sein, die natürlich je nach dem Ziel verschieden sind.

Der Wind verfrachtet den Staub über große Entfernungen hinweg, so daß wir in Mitteleuropa ab und an Saharastaub eindeutig feststellen konnten. Für den Menschen selbst können ja auch bekanntlich die Blütenpollen allergische Krankheiten verursachen (Heufieber). Die Notwendigkeit der Staubmessung ist damit deutlich aufgezeigt.

Das kleine Buch schildert die bekannten Meßgeräte sowie die Auswertungsmethoden, ohne dann mit schärfster Kritik zu den Unterschieden der verschiedenen Ergebnisse und der zur Zeit selten durchgeführten Vergleichbarkeit der mit verschiedenen Instrumenten gewonnenen Ergebnisse Stellung zu nehmen. Zunächst hat man ganz einfache Instrumente gebaut, die im wesentlichen den im Regenwasser enthaltenen Staub messen. Das Regenwasser wird aufgefangen und das Wasser verdunstet. Der Rückstand wird untersucht. Andere Methoden blasen Luft über weiße Scheiben, und der Schwärzungsgrad ist ein Maß für die Verschmutzung der Luft. Diese einfachen Methoden hat man in Industriegebieten angewendet. Sie geben keine Aussage über die Größe und Art der Teilchen. Deshalb sind Staubzähler (Owens) und Konimeter (Zeiss) entwickelt worden. Unter dem Mikroskop wird jetzt der Staub ausgezählt. Da sie die Luft durch Filter blasen, hängt die Größe der Teilchen und damit ihre Anzahl natürlich von der Porenweite ab, auch verschmutzen diese leicht

und geben später unrichtige Werte an. Weiterhin sind auch Registriergeräte entwickelt worden, die Auswertung kann z. B. unter dem Mikrophotometer vorgenommen werden.

Photoelektrische Staubzähler liefern ebenfalls kontinuierlich den Staubgehalt der Luft in einem relativen Maß. Das Tyndallometer von Leitz ist nur bei hohen Verschmutzungen der Luft zu gebrauchen, dabei wird die Intensität des Streulichts, die proportional zu dem Staubgehalt wächst, gemessen.

Der zweite Abschnitt behandelt die Kernmeßtechnik. Die Kerne sind besonders meteorologisch wichtig, ihre Größe beträgt etwa 10^{-5} bis 10^{-7} cm, und wir unterscheiden zwischen hygroskopischen und nichthygroskopischen Kernen. Außer allgemeinen Bemerkungen sind hier der Kernzähler von Aitken und der von Scholz ausführlich beschrieben. Beide werden vorwiegend benutzt, von dem Scholzschen Modell werden auch beide Typen beschrieben. Im Prinzip wird durch Expansion wasserdampfgesättigte Luft unter adiabatischer Abkühlung bis zu 300–400 Proz. relativer Feuchte übersättigt. Deshalb tritt an den Kernen, die in der Luftprobe enthalten sind, rasche Kondensation ein, die einen Ausfall der nunmehr massevergrößerten Teilchen bedingt.

Das Buch enthält manchen Hinweis auf die Vermeidung von Fehlerquellen, und ein ausführliches Literaturverzeichnis ist beigefügt. Als Einführung kann es nur empfohlen werden.

Penndorf (Berlin)

W. Meyer zur Capellen, Mathematische Instrumente. (Mathematik für Physiker und Ingenieure, herausgegeben von A. Kratzer, Band 1). X und 247 S. 210 Fig. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft. Geh. RM. 22.—, geb. RM. 23,55.

Die physikalische Praxis führt häufig zu Aufgaben, die graphisch oder numerisch gelöst werden müssen. Das vorliegende Buch gibt einen Überblick über alle wichtigen Geräte, die hierzu verwendet werden können. Man wird es bei der Wahl eines Geräts zur Orientierung über seine Leistungen nützlich verwenden können und wird wohl auch in manchen Fällen erst durch das Buch darauf aufmerksam werden, daß zur Lösung einer vorliegenden Aufgabe Geräte existieren. Im übrigen ist es aber auch an sich reizvoll, den technischen Realisierungen mathematischer Gedanken nachzugehen. Das Rechengerät führt ja nur das Grundprinzip des mathematischen Formalismus noch um einen Schritt weiter: aus der einmaligen allgemeinen Lösung einer mathematischen Aufgabe ein Verfahren zu gewinnen, das uns die immer wiederholte Lösung der Aufgabe in Einzelfällen erspart.

Der ausführlichste Abschnitt behandelt die Rechengeräte: Rechengetriebe, Rechenschieber, Rechenmaschinen, Geräte zur Auflösung von Gleichungen. Rechengetriebe sind Vorrichtungen, an denen eine oder mehrere Größen $x, y \ldots$ als Verschiebungen oder Drehungen eingestellt werden können und eine bestimmte Funktion $f(x, y)$ dann ebenfalls als Verschiebung oder Drehung abgelesen werden kann; sie sind Grundlage vieler komplizierterer Konstruktionen. Die Gesamtheit der am Rechenschieber möglichen Operationen ist geschildert und tabuliert. Über die Vielzahl der Rechenmaschinen unterrichten 60 Seiten.

Ein zweiter Abschnitt umfaßt geometrische Geräte: Geräte zum Auftragen von Punkten in Koordinatensystemen, Geräte zum Umzeichnen von Kurven in verändertem Maßstab, Geräte zum Zeichnen spezieller Kurven usw. Ein kürzerer Abschnitt behandelt Differenziergeräte, ein längerer, der als zweiter Hauptteil angesehen werden kann, die Integratoren. Ausführlich sind die verschiedenen Sorten von Planimetern behandelt sowie die Integraphen (Geräte zur Lösung von Differentialgleichungen) bis zur großen Integriermaschine von Bush. Den Schluß bildet ein Abschnitt über harmonische Analysatoren.

Der Text ist durchweg knapp und klar, die Verständlichkeit ist durch zahlreiche Figuren unterstützt. Die Ausstattung ist gut. Das Buch wird gewiß viele dankbare Leser finden.

C. F. von Weizsäcker

Karl Potthoff, Meßtechnik der hohen Wechselspannungen (Heft 5 der Sammlung: Verfahrens- und Meßkunde der Naturwissenschaft). 94 S. Mit 69 Fig. Braunschweig 1941. Friedrich Vieweg u. Sohn. Geh. RM. 6,80.

Das Heft gibt zunächst einen beschreibenden Überblick über die hauptsächlichsten Einrichtungen eines Hochspannungsprüfraums für Wechselstrom. Anschließend werden die hauptsächlich zur Messung ihrer Betriebsgrößen und Eigenschaften dienenden Einrichtungen behandelt. Aus der Vielzahl der Aufgaben eines solchen Laboratoriums werden dann einige wesentliche herausgegriffen und sowohl in bezug auf die Meß- und Untersuchungsmethoden als auch die dazu erforderlichen Einrichtungen besprochen. Am ausführlichsten werden dabei die dielektrischen Verluste berücksichtigt. Es folgen: Durchschlagfestigkeit, Überschlagfestigkeit, Ausmessung elektrischer Felder. Ein recht nützliches Schrifttumsverzeichnis bildet den Abschluß.

Die Darstellung ist bei wissenschaftlicher Schärfe leicht verständlich und anschaulich. Soweit der Stoff berücksichtigt ist, ist er auch so ausführlich behandelt, daß er dem Physiker, der bei der Forschung oder industriellen Anwendung mit diesen Dingen befaßt wird, eine ausreichende Einführung vermittelt.

Bedauerlich ist nur, daß das Heft sich nur auf hohe Wechselspannungen beschränkt. In Hochspannungsprüflaboratorien der Praxis sowie bei physikalischen Arbeiten mit hohen Spannungen gewinnen daneben die Stoßspannungen und die Gleichspannungen an Bedeutung. Die dazu benötigten Einrichtungen, Meßgeräte und Verfahren dürften daher den Physiker in erhöhtem Maße interessieren. Es wird empfohlen, die Sammlung noch in dieser Richtung zu ergänzen.

A. Matthias

VDI-Richtlinien für Versuche an Verdampferanlagen. Aufgestellt vom Fachausschuß für Verfahrenstechnik im Verein deutscher Ingenieure im NSBDT. DIN A 4, IV und 28 S. Mit 30 Bildern (davon 9 Arbeitsblättern) und 2 Zahlentafeln. Berlin 1941. VDI-Verlag G. m. b. H. Brosch. RM 4,50 (für VDI-Mitglieder RM 4,05).

Die Fragen des Wärmeüberganges und Wärmedurchganges sind im Laufe der drei letzten

Jahrzehnte in stets steigendem Maße einer intensiven experimentellen und theoretischen Forschung unterworfen worden. Diese für die verschiedensten Zweige der Technik sehr bedeutsamen Untersuchungen haben zur Aufstellung von Gesetzmäßigkeiten für einfache und durchsichtige Fälle geführt, die als Grundlage für Untersuchungen auch an komplizierteren technischen Apparaturen dienen können. Sollen hier jedoch — insbesondere bei Messungen im Betrieb — zuverlässige Angaben gewonnen werden, so ist, soweit irgend möglich, das gesamte Rüstzeug der einschlägigen meßtechnischen Grundlagen und physikalischen Gesetze zu verwerten. Die hier vorliegenden „Richtlinien" stellen dieses für den technisch sehr wichtigen Fall von Versuchen an Verdampferanlagen zusammen, die z. B. für die Zuckerindustrie von großer Bedeutung sind. Entworfen von K. Jaroschek und durchgearbeitet mit einem Stab von Mitarbeitern aus Wissenschaft und Technik, geben sie in gedrängter und exakter Form dem an Verdampferanlagen messenden Physiker und Ingenieur alles Notwendige an die Hand: Angaben über die Messung von Heizfläche, Druck, Temperatur, Lösungsstärke, Siedepunktserhöhung, Wärmeleistung. Kurvenblätter über Stoffwerte ersparen das mühsame Nachschlagen an anderen Stellen. Durchgeführte Rechnungsbeispiele zeigen die praktische Anwendung des Textteiles. Wenn nach dem Gesagten die praktische Bedeutung der „Richtlinien" außer Zweifel steht, so stellen sie andererseits auch ein mustergültiges Beispiel dar, wie die physikalische Grundlagenforschung für technische Zwecke nutzbar gemacht werden soll.

L. Schiller

M. Waldmeier, Ergebnisse und Probleme der Sonnenforschung. Gr.-8°, IX und 264 S. Mit 162 Figuren. Leipzig 1941. Akademische Verlagsgesellschaft. (Band XXII der „Probleme der Kosmischen Physik", Herausgeber Prof. Chr. Jensen, Universität Hamburg.) Geh. RM. 18,40, geb. RM. 20,—.

Das Werk ist vor allem den veränderlichen Erscheinungen auf der Sonnenoberfläche gewidmet, also den Flecken, Fackeln, den chromosphärischen Erscheinungen, den Protuberanzen und der Korona, ferner der Rotation und den Veränderungen der Strahlung. Entsprechend dem gegenwärtigen Stand der Forschung liegt der Schwerpunkt auf einer umfassenden Darstellung der Beobachtungsergebnisse. Aus Raumgründen ist leider auf die Darstellung der Beziehungen zwischen den solaren und den terrestrischen Erscheinungen und auf die Beschreibung der instrumentellen Technik verzichtet worden, zwei Lücken, die gerade der Physiker sehr bedauern wird. Es wäre sehr zu wünschen, daß bei einer Neuauflage der Raum auch für diese Dinge, die in einem für weitere Kreise bestimmten Buch wesentlich sind, zur Verfügung gestellt wird.

Die übrigen Kapitel beschäftigen sich mit der Strahlung der Sonne, ihrem inneren Aufbau, dem Aufbau der Sonnenatmosphäre und dem Linienspektrum der Sonne. Diese Abschnitte sind im Verhältnis zu den erstgenannten knapper abgefaßt. Vollständigkeit wird nur in der Beschreibung der Beobachtungen erstrebt. Die theoretischen Ansätze, die in bezug auf diese Gegenstände zum Teil schon sehr weit durchgeführt sind, über die aber ausgezeichnete andere Darstellungen vorliegen, werden nur in den Grundzügen und in elementarer Form mitgeteilt.

Es ist dem Verfasser, dem eine Reihe wesentlicher Beiträge zur Sonnenforschung zu verdanken ist, gelungen, eine adäquate und klare Gesamtdarstellung zu geben, die überall bis an den neuesten Stand heranführt. Dies ist um so mehr zu begrüßen, als seit einer Reihe von Jahren, in denen sehr große Fortschritte erzielt wurden, in der deutschen Literatur keine umfassende Darstellung der Sonnenphysik mehr erschienen ist. Das vorliegende Werk wird daher nicht nur dem Astronomen, sondern auch dem Physiker und Geophysiker von großem Nutzen sein.

L. Biermann (Babelsberg)

Ernst Zimmer, Umsturz im Weltbild der Physik. Mit einem Geleitwort von Max Planck. 5., erweiterte Auflage. 296 Seiten, 77 Abbildungen. München 1940. Knorr & Hirth. Geh. RM. 4,50, geb. RM. 5,70.

Die immer neuen Auflagen dieses schönen Buches beweisen am besten das doppelte: daß ein ständiges Bedürfnis nach einer verständlichen Darstellung der modernen Atomphysik besteht und daß dieses Buch sie befriedigt. Nach Erfahrungen des Referenten liegt der Inhalt des Buches an der oberen Grenze dessen, was auch gebildeten und gedanklich geschulten Nichtnaturwissenschaftlern zuzumuten ist, aber es überschreitet sie nicht.

Neu hinzugekommen sind in der vierten und fünften Auflage modernisierte Darstellungen der Kernphysik und Höhenstrahlung und eine erweiterte Diskussion des Kausalproblems. Die neuen kernphysikalischen Abschnitte führen in sehr leicht lesbarer Form in die Fortschritte bis zum Mesotron und der Uranspaltung ein; manche Leser werden wohl nach den unvermeidlichen Abstraktionen der quantenmechanischen Begriffsbildung dankbar die so viel größere begriffliche Einfachheit dieser theoretisch noch unvollkommener verstandenen Gebiete empfinden. Die Diskussion des Kausalproblems stützt sich auf die tiefdringende Arbeit von G. Hermann. Vielleicht wäre die sachlich völlig korrekte Darstellung noch unmißverständlicher, wenn die Hermannsche Grundthese von vornherein so ausgesprochen würde, daß sie nicht als die Behauptung der Existenz „objektiver" Ursachen erscheint. Denn die Quantenmechanik behauptet ja nicht, daß das Geschehen „an sich" völlig determiniert sei und wir nur die Ursachen erst nachträglich kennenlernen, sondern daß erst das vollzogene Experiment festlegt, welche von den zueinander komplementären möglichen Ursachen „gültig", also nachprüfbar, werden. Doch soll diese Bemerkung nicht den besonderen Wert der Darstellung auch dieses Gebiets, über das eine Einigung schwerer ist als über alle andern, herabmindern.

C. F. von Weizsäcker

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis für das Wintersemester 1942/43

Technische Hochschule Danzig. Buchwald: Theorie des Lichts (ausgewählte Kapitel), 2; Theoretisch-physikalische Übungen, 1; Einführung in die Quantenmechanik, 2; Arbeiten für Fortgeschrittene, 12; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene I (mit Kossel), 8; Physikalisches Kolloquium (mit Kossel), 1 g. — **Kossel:** Experimentalphysik: Mechanik, Wärme, Akustik, Optik, 4, Ergänzung, 1; Kleines physikalisches Praktikum, 4 und 3; Ausgewählte Fragen der Elektronenoptik, 1; Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene II, 12, für Elektrotechniker, 4; Besprechung laufender physikalischer Arbeiten, 3; Handfertigkeitspraktikum, 4; Demonstrationspraktikum. — **Hass:** Einführung ins kleine physikalische Praktikum, 1; Physik der positiven Strahlen und Atomstrahlen, 1; Einführung in die Photographie, 1; Photographisches Praktikum, 4. —

Bergakademie Freiberg. **Regler:** Feinstruktur und Röntgenkunde I: Kristallphysik, mit Übungen, 4; Einführung in die Röntgenphysik, mit Übungen, 4. —

Universität Kiel. **N. N.:** Experimentalphysik I: Mechanik, Akustik, Wärme, 3, Zusatzvorlesung für Physiker und Naturwissenschaftler, 1; Physikalisches Praktikum für Anfänger, 4, für Mediziner, 2; Forschungsarbeiten, tägl.; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ g. — **Martin:** Physikalische Chemie II: Elektrochemie, mit Übungen, 3; Physikalisch-chemisches Seminar, 2 g; Physikalisch-chemisches Praktikum für Fortgeschrittene (Forschungsarbeiten), tägl. außer Sonnabend; Physikalisch-chemisches Anfängerpraktikum, tägl. außer Sonnabend; Physikalisch-chemisches Praktikum, 5. —

Universität Rostock. **Kunze:** Experimentalphysik II, 3; Physikalische Übungen für Mediziner, 1; Physikalisches Praktikum für Naturwissenschaftler, 4; Physikalisches Kolloquium, $1^1/_2$ g; Wissenschaftliche Arbeiten, tägl. g. — **Juilfs:** Mathematische Beschreibung naturwissenschaftlicher Vorgänge, 1; Theoretische Physik I: Physikalische Mechanik, 3, Übungen, 1; Einführung in die Kernphysik, 1. — **Falckenberg:** Allgemeine Meteorologie, 1 g, Ergänzungen, 1; Meteorologisches Praktikum für Fortgeschrittene, tägl., für Anfänger, 3. —

NACHRICHTEN

Dozenturen: An der Universität Innsbruck Dr. Harald Fischer für Astronomie bzw. Theoretische Physik.

Ernannt: Der stellvertr. Observator an der Universität Hamburg Dr. Karl Wurm unter Übertragung einer Planstelle zum wissenschaftlichen Rat daselbst, der außerplanmäßige Professor an der Universität Leipzig Dr. Hellmut Bredereck zum a. o. Professor für organische Chemie an der Universität Jena, der Dozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule München Dr. Walter Siedel zum außerplanmäßigen Professor ebenda, der Dozent für physikalische Chemie an der Universität Berlin Dr. Erich Schröer, der Dozent für Geophysik an der Universität Jena, Regierungsrat an der Reichsanstalt für Erdbebenforschung Dr. Hans Martin, der Dozent für Chemie an der Universität Breslau Dr. Paul Ludwig Günther, der Dozent für angewandte und technische Physik an der Universität Königsberg Dr. Günther Mönch zu außerplanmäßigen Professoren an den gleichen Hochschulen, der Privatdozent für spezielle Kapitel an der Technischen Hochschule Zürich Dr. Pl. A. Plattner zum Professor, der Dozent an der Universität Rostock Dr. Kurt Naumann zum o. Professor für physikalische Chemie an der Universität Gießen, der außerplanmäßige Professor an der Technischen Hochschule Aachen Dr. Ernst Jenckel zum a. o. Professor für physikalische Chemie ebenda, der Dozent Dr. Herbert Mayer an der Universität Posen zum o. Professor für Experimentalphysik ebenda, der außerplanmäßige Professor an der Universität Frankfurt a. M. Dr. Robert Klement zum a. o. Professor für anorganische Chemie an der Deutschen Universität Prag, der Hauptobservator Dr. Anton Schedler in Wien zum a. o. Professor für Wetter- und Klimalehre an der Hochschule für Bodenkultur in Wien, der Dozent an der Universität Berlin Dr. Carl Friedrich Freiherr v. Weizsäcker kommissarisch zum Leiter der Professur für theoretische Physik an der Universität Straßburg, der Dozent für organische Chemie an der Universität Heidelberg Dr. Hans Adolf Weidlich zum Leiter der Chemischen Abteilung des Institutes gegen Geschwulstkrankheiten im Rudolf-Virchow-Krankenhaus in Berlin.

Gestorben: Der a. o. Professor für analytische Chemie an der Technischen Hochschule Berlin Major der Luftwaffe Dr. Ing. Kurt Leschewski, der Dozent für Chemie an der Universität Göttingen Dr. Walter John (gefallen im Osten), der Dozent für Experimentalphysik an der Universität Rostock Dr. Heinrich Becker (im Felde gefallen), Dr. Walter Henneberg in Berlin-Reinickendorf (im Osten gefallen), der wissenschaftliche Angestellte an der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Dr. Karl Eichberger, der Erfinder des Kohlenstaubmotors Dipl.-Ing. Rudolf Pawlikowski, der frühere Leiter des Chemischen Laboratoriums bei den staatlichen Museen in Berlin Professor Dr. Friedrich Rathgen.

Verantwortlicher Schriftleiter: i. V. Dr. Ludwig Bewilogua, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany